



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

PERFILES CINEMÁTICOS DE SISTEMAS ASTROFÍSICOS SOPORTADOS POR
PRESIÓN: PRUEBAS DE ESQUEMAS DE GRAVEDAD MODIFICADA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
REGINALDO DURAZO MORENO

TUTORES
DR. XAVIER HERNÁNDEZ DORING
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DR. BERNARDO CERVANTES SODI
INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

CD. MX., JULIO, 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
PERFILES CINEMÁTICOS DE SISTEMAS
ASTROFÍSICOS SOPORTADOS POR PRESIÓN:
PRUEBAS DE ESQUEMAS DE GRAVEDAD
MODIFICADA

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA

REGINALDO DURAZO MORENO

TUTORES

DR. XAVIER HERNÁNDEZ DORING

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA-UNAM

DR. BERNARDO CERVANTES SODI

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y
ASTROFÍSICA-UNAM



instituto de astronomía

UNAM

MÉXICO, CDMX, JULIO 2018

*Al Universo, que en su entrañable complejidad
decidió tratar de entenderse a través de nosotros.*

A Claudia, quien sigue viva en mi corazón.

Agradecimientos

Esta maravillosa etapa de estudios doctorales ha traído consigo un gran crecimiento académico, el cual por fortuna, va más allá de lo intelectual. Me siento profundamente agradecido con diversas instituciones y personas que durante esta etapa contribuyeron a mi desarrollo académico, deportivo, artístico y espiritual.

Primeramente quiero agradecer a mi director de tesis, Xavier Hernández, un auténtico genio quien al conocerlo, me contagié fuertemente su pasión por los temas que investiga. Le agradezco el haberme aceptado como su estudiante y le agradezco el haberme compartido su forma tan bella de hacer ciencia; ha sido un honor y un placer trabajar contigo.

A mi cotutor Bernardo Cervantes, quien estuvo siempre al pendiente de mis avances del doctorado, y continúa motivándome en la búsqueda de posdocs.

Una parte importante de los datos estudiados en este trabajo fueron posibles gracias al trabajo de Sebastián Sánchez; le agradezco su colaboración y su disposición de explicar y aclarar siempre los aspectos observacionales de la astronomía.

A Bernardo Cervantes, Sergio Mendoza, Dany Page y Sebastián Sánchez les agradezco haber sido parte de mi comité tutor durante el doctorado.

Agradezco también a Tonatiuh Matos, Christine Allen, Jesus Falcón, Jairo Méndez y Octavio Valenzuela por aceptar ser parte del sínodo para esta tesis, la cual se enriqueció significativamente gracias a sus comentarios y sugerencias.

A los habitantes de mi país, quienes con sus impuestos y a través de CONACyT, financiaron mis estudios de doctorado, y respaldan a su vez la educación de miles de estudiantes de licenciatura y posgrado en todo México.

Con la UNAM estaré por siempre agradecido por las inolvidables experiencias e incontables aprendizajes que me brindó. Fue mi hogar

desde el día que empecé la licenciatura en la Facultad de Ciencias hasta mi último día de doctorado en el Instituto de Astronomía. Me ofreció todos los recursos necesarios que permitieron mi formación académica y personal: espacios naturales y culturales; cursos, clases y talleres; conciertos, danza, y teatro; buceo, natación, escalada y montañismo. Realmente es la máxima casa de estudios y es un honor haber formado parte de ella.

Agradezco al Instituto de Astronomía por brindarme un espacio y las herramientas necesarias para realizar mi trabajo. Agradezco a los investigadores por su linda actitud, al personal administrativo por su gran trabajo, y sobre todo a los heroes detrás del telón que mantienen limpio y seguro el espacio en el que trabajamos.

Al jardín botánico y a la REPSA, paraísos terrenales escondidos dentro de C.U., espacios de reflexión, aprendizaje, contemplación y crecimiento. Que perduren siempre estos santuarios.

A Bertha y a Heike por su eficiencia y paciencia, sin ellas estaríamos perdidos en los abismos de la burocracia.

A Jacky, empezamos siendo tripié y terminamos siendo mancuerna. Gracias por tu apoyo y tu amistad durante nuestros años de posgrado.

A Sam y a Julio, quienes en tiempos difíciles fueron roomies, amigos, papás, y me brindaron siempre su apoyo.

A Alejandra quien me introdujo al yoga, a Xavier y a MOND. Le agradezco que a través de su sensibilidad e inteligencia, me enseñó a desarrollar una visión más social y humanitaria de la ciencia.

A Paty, quien me enseñó a observar sin engancharme, a conocer y contactar con mi cuerpo, a respirar. Gracias por ser mi maestra y un ejemplo a seguir.

A Jack Baron y su equipo de buceo de la UNAM les agradezco cada una de mis estrellas, les agradezco las esponjas gigantes, los corales interminables, las tortugas, los cardúmenes, pero sobre todo, les agradezco esa increíble experiencia con el tiburón ballena.

A la Asociación de Montañismo de la UNAM, en donde enfrenté y superé miedos, exploré cimas y me adentré en cuevas, recorrí cañones y escalé monolitos. La ilusión de la aventura de cada fin de semana fue un pilar de cordura en esta caótica ciudad.

A mi familia le agradezco el cariño y apoyo incondicional, las pláticas, las risas, y las anécdotas sanadoras. Son mi vínculo al pasado y al futuro.

A mi padre, un gran ejemplo de disciplina y trabajo, le agradezco por mostrarme la belleza de la academia y de la ciencia.

A mi hermana, eres el fuego que me impulsa a alcanzar mis sueños y a seguir viviendo intensamente cada día. Tantos años sin ti y me sigues mostrando lo verdaderamente importante en la vida.

A Karen, mi compañera de vida, mi amiga y confidente, gracias por estar conmigo en los momentos más felices y también los más difíciles, gracias por cuidarme y apoyarme, por hacerme sentir siempre seguro y amado, por tus enseñanzas y tu paciencia; gracias por cuidar nuestra casa, nuestro jardín y por cuidar y amar al perri. Gracias por enseñarme que tengo una nueva familia con ustedes. Sin lugar a duda hubiera perdido mi rumbo sin ti, gracias por ser la luz que ilumina mi camino.

A Jack, mi eterno compañero y mejor amigo, fuente inagotable de amor, gracias por los días de playa, por las horas de juego entre las olas, por los abrazos, por tu obsesión con las pelotas, gracias por tu sonrisa y por tu mirada, gracias por tu amor tan puro e incondicional. En la oscuridad fuiste mi guía, en la tristeza fuiste mi felicidad, en la soledad fuiste mi compañía. Estaré por siempre agradecido.

Y por sobre todas las cosas, doy gracias a mi madre; nunca podré describir con palabras el infinito amor que siento por ti, es difícil plasmar en un párrafo una vida llena de enseñanzas, de sabiduría y de amor incondicional. En tu jardín vi cosas nacer y vi cosas morir, me enamoré de cada latido de cada corazón, de cada planta, de cada piedra. Creaste en tu casa un espacio para todos, donde había siempre tiempo para escuchar a cada persona, donde siempre había risas, llantos, reencuentros y despedidas, salíamos todos más tranquilos y más sabios de tu santuario. Fuiste un ejemplo de fortaleza, resiliencia, sabiduría y amor; me enseñaste a amar la vida y también la muerte, a pensar, a sentir, a existir. En mi piel, en mi mente, y en mi corazón, te llevo por siempre conmigo.

Resumen

Desde 1932, hace ya más de 80 años, surge la primera evidencia observacional de que la densidad de masa dinámica detectada en la Galaxia, suponiendo física Newtoniana, es mayor a la obtenida considerando estrellas y gas a cocientes de masa-luminosidad normales (Oort 1932). Al siguiente año, en el primer estudio cinemático de un cúmulo de galaxias (cúmulo de Coma), se encuentra que para mantenerse gravitacionalmente ligados estos sistemas masivos, sus masas deberían de ser cientos de veces mayores que las estimadas a través de su luminosidad (Zwicky 1933). La evidencia de esta discrepancia se solidificó con las mediciones de curvas de rotación galácticas realizadas por Bosma (1981) y Rubin et al. (1982), en las cuales se observó que la velocidad de rotación no decae de acuerdo a la ley de Kepler, i.e. con la raíz cuadrada de la distancia al centro galáctico, sino que se mantiene constante con la distancia. Estudios posteriores de cúmulos de galaxias (Hoekstra et al. 1998, Rines et al. 2013), muestran que la estimación de la masa del cúmulo usando emisiones de rayos X del gas caliente y asumiendo equilibrio hidrostático, son hasta 8 veces menores que las estimaciones que usan lentes gravitacionales y Relatividad General (RG). Incluso a escalas cosmológicas, resulta imposible explicar los picos bariónicos acústicos del fondo cósmico de microondas y la formación de estructura a gran escala basándose solo en la materia bariónica y las leyes de gravedad conocidas. Originalmente se pensó que la explicación era masa faltante en forma de objetos como enanas blancas, enanas marrones, o planetas gaseosos gigantes, con luminosidades tan bajas que no podían ser detectados. Posteriormente se estimó la masa de objetos compactos masivos en el halo Galáctico, los denominados MACHOs (Massive Compact Halo Objects), arrojando como resultado que sólo el 30 % de la masa faltante en el halo era de esta naturaleza (Alcock et al. 2001) restando un 70 % de exceso gravitacional de naturaleza desconocida. Si consideramos que la teoría de Gravedad Newtoniana y la Relatividad General son válidas para cualquier escala, necesariamente requerimos la presencia de algún tipo de materia no visible y no bariónica, cuya única interacción con la materia ordinaria sea gravitacional; a esta hipotética componente del Universo se le ha denominado materia oscura y es uno de los pilares fundamentales en el escenario cosmológico conocido como Λ CDM (Lambda Cold Dark Matter). Conocido como el modelo de concordancia, el escenario de Λ CDM es el más aceptado dentro de la comunidad astrofísica; en este escenario, los ingredientes que dominan la densidad de energía del universo y

definen un espacio-tiempo plano son un 4 % de materia bariónica, 23 % de materia oscura y 73 % de energía oscura. Aunque exitoso en la descripción de la estructura a gran escala del universo, este esquema presenta sin embargo varios problemas (McGaugh & de Blok 1998, Sellwood & Kosowsky 2001, Kroupa et al. 2010), siendo el más grave de ellos, la falta de una detección directa independiente a su efecto gravitacional de alguna partícula candidata a ser materia oscura; hasta la fecha numerosos experimentos han arrojado detecciones nulas, i.e. LHC (CMS Collaboration 2016, 2017), PANDAX-II (PANDAX-II Collaboration 2016, 2017, Yang et al. 2016), XENON1T (Aprile et al. 2017), entre otros. Estas partículas, si existen, han logrado evadir hasta la fecha cualquier tipo de detección directa, dejando en duda la veracidad de su existencia. Sabemos que la ley de gravedad Newtoniana funciona muy bien a escalas del Sistema Solar, mientras que la RG describe mejor sistemas con potenciales gravitacionales intensos; sin embargo, para aceleraciones del orden de las que experimentan cuerpos en las partes más externas de una galaxia, existe otra alternativa para reconciliar las discrepancias gravitacionales observadas, que consiste en suponer que estamos observando un régimen donde las leyes de gravedad requieren de alguna modificación. En 1983, Milgrom introduce la primera propuesta de modificar la dinámica Newtoniana para reproducir las curvas de rotación galácticas observadas (Milgrom 1983a, 1983b); a este esquema se le conoce como MOND (MODified Newtonian Dynamics) y supone que la ley de gravedad requiere una modificación a escalas donde la aceleración es menor a una aceleración umbral $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{cm/s}^2$, mientras que para aceleraciones mayores a a_0 la gravedad Newtoniana clásica es recuperada. Una de las predicciones más robustas del marco teórico de MOND es la relación entre la velocidad de rotación asintótica en una galaxia espiral v , y su masa total bariónica M , expresada como $v^4 = Ga_0M$, que ha sido observacionalmente comprobada como la relación Tully-Fisher bariónica. A pesar del éxito que ha tenido la propuesta de Milgrom en reproducir las curvas de rotación de un gran número de galaxias espirales suponiendo únicamente materia bariónica (Milgrom & Sanders 2007, McGaugh 2016, Desmond 2017), y de modelar correctamente distintas clases de objetos soportados por presión i.e. cúmulos globulares Galácticos (Gentile et al. 2010, Hernandez & Jimenez 2012, Hernandez et al. 2017), galaxias enanas esferoidales (Alexander et al. 2017) y galaxias elípticas (Milgrom & Sanders 2003, Jimenez et al. 2013, Lelli et al. 2017), el desarrollo de versiones relativistas que en el límite de campo débil sean de tipo MOND, es más complicado. Extensiones relativistas de MOND (Bekenstein 2004, Bernal et al. 2011, Moffat & Toth 2010) buscan reproducir observaciones a escalas cosmológicas y competir con el éxito del modelo de concordancia Λ CDM, pero el tema se vuelve controversial con la reciente detección de ondas gravitacionales de una fusión de estrellas de neutrones (LIGO-VIRGO collaboration 2017) y la detección casi simultánea de su contraparte óptica (Lipunov et al. 2017), la cual

aparentemente descarta toda una clase de teorías relativistas MONDianas, en las cuales la luz viaja por diferentes métricas que las ondas gravitacionales (Wei et al. 2017), tales como TeVES (Bekenstein 2004) y SVTG (Moffat 2006). En este contexto, teorías $F(R)$ y $F(R,T)$ (Sobouti 2007, Bernal et al. 2011, Barrientos et al. 2018) adquieren atención al permitir la propagación de ondas gravitacionales a velocidad lumínica. Al mismo tiempo, recientes desarrollos teóricos indican la posibilidad de nuevas descripciones fundamentales de la gravedad, tal como la gravedad emergente de Verlinde (2016), gravedad emergente covariante (Hossfelder 2017) y los modelos de torsión covariantes de Barrientos & Mendoza (2017); por otro lado, propuestas como la materia oscura superfluida de Berezhiani & Khoury (2015) en donde se reproduce el éxito de Λ CDM a escalas cosmológicas y la fenomenología MONDiana a escalas galácticas, son muy atractivas, lo cual mantiene la discusión sobre la naturaleza de los excesos gravitacionales activa.

En el desarrollo de esta tesis, buscamos analizar los sistemas astrofísicos menos estudiados bajo el contexto de MOND, como lo son los sistemas soportados por presión y cuyas observaciones se extiendan al régimen donde la aceleración es del orden de a_0 para poder probar las predicciones de gravedad modificada en este tipo de objetos.

En el capítulo uno discutimos el problema de la masa faltante, de donde nacen propuestas como el modelo cosmológico de concordancia Λ CDM y MOND; exponemos los éxitos y desafíos de cada modelo, y presentamos las características más importantes del marco teórico de gravedad modificada, así como la fenomenología esperada para el tipo de objetos estudiados, los soportados por presión.

En el capítulo dos presentamos un estudio de dos diferentes sistemas astrofísicos soportados por presión abarcando 7 órdenes de magnitud en masa, cúmulos globulares Galácticos y galaxias elípticas. Para ello usamos la muestra de cúmulos globulares del grupo de Scarpa et al. (Scarpa et al. 2007a, 2007b, Scarpa & Falomo 2010, Scarpa et al. 2011) y del grupo de Lane et al. (Lane et al. 2009, 2010a, 2010b, 2011) estudiada por Hernández & Jimenez (2013), y la muestra de galaxias elípticas de CALIFA (Sánchez et al. 2012, Walcher et al. 2014, Sanchez et al. 2016a), buscando modelar los perfiles de dispersión de velocidades de estos objetos usando una función universal propuesta. Encontramos en este trabajo que la función propuesta reproduce con precisión los perfiles de dispersión de velocidades de todos los objetos en las dos distintas clases de sistemas, y observamos también un excelente acuerdo entre los parámetros ajustados de esta función y las predicciones teóricas de MOND.

En el capítulo tres, buscamos extender el trabajo de Durazo et al. (2017), analizando una muestra de galaxias elípticas de baja rotación de la muestra ATLAS 3D (Emsellem et al. 2004, Capellari et al. 2011), así como dos muestras de cúmulos de galaxias, la de Ibarra-Medel & López-Cruz (2011) y la muestra del Hectosopic Cluster Survey (HeCS) (Rines et al. 2013). Aunque encontramos nuevamente que

la función universal propuesta reproduce satisfactoriamente los perfiles de dispersión de velocidades de todos los sistemas, la concordancia con las predicciones MONDianas no se observa, probablemente debido a la corta extensión en las observaciones de ATLAS 3D, y a la necesidad de adoptar una versión relativista de MOND para el estudio de objetos cosmológicos en el caso de los cúmulos de galaxias.

En el capítulo cuatro probamos la robustez estadística de Durazo et al. (2017), extendiendo la muestra de 13 galaxias elípticas de CALIFA a casi 300 galaxias de la muestra de MaNGA (Bundy et al. 2015). Observamos que estos objetos obedecen cercanamente la relación Faber-Jackson (FJ) (Faber & Jackson 1976) en términos de las masas estelares y la dispersión de velocidades en las zonas centrales. Encontramos nuevamente un excelente acuerdo con la función universal propuesta, así como una buena concordancia con las expectativas MONDianas.

En el capítulo cinco exponemos nuestras conclusiones, discutimos los resultados principales de esta investigación, y planteamos posibles proyectos para continuar en un futuro con el estudio de esta clase de objetos soportados por presión.

Índice general

Índice general	XI
1. Introducción	1
1.1. La masa faltante	3
1.2. El modelo cosmológico Λ CDM y sus desafíos	7
1.3. Marco teórico de MOND	12
1.4. Gravedad modificada en objetos soportados por presión	15
1.5. Perfiles de dispersión de velocidades.	18
1.6. Motivación y objetivos de la tesis	19
2. Un perfil universal de dispersión de velocidades para sistemas soportados por presión	21
2.1. Resumen	21
2.2. Artículo: A Universal Velocity Dispersion Profile for Pressure Supported Systems: Evidence for MONDian Gravity across Seven Orders of Magnitude in Mass	23
3. Extensión de sistemas soportados por presión: cúmulos de galaxias y galaxias elípticas de ATLAS 3D	33
3.1. Resumen	33
3.2. Perfiles de dispersión de velocidades	34
3.2.1. Galaxias elípticas de la muestra de ATLAS 3D	34
3.2.2. Cúmulos de galaxias de la muestra de Ibarra-Medel & Lopez-Cruz	35
3.2.3. Cúmulos de galaxias de la muestra HeCS	37
3.3. Comparación con expectativas MONDianas	39
4. Perfiles de dispersión de velocidades en ~ 300 galaxias de MaNGA	47
4.1. Resumen	47

ÍNDICE GENERAL

4.2. Artículo: A Test of MONDian Gravity in ~ 300 Pressure Supported Elliptical Galaxies from the MaNGA Survey	48
5. Conclusiones y trabajo futuro	61
5.1. Conclusiones	61
5.2. Trabajo futuro	64
Apéndice A	
Tablas con los parámetros de ajuste	67
Apéndice B	
Perfiles de dispersión de velocidades: cúmulos globulares Galácticos y galaxias elípticas de CALIFA	81
Apéndice C	
Perfiles de dispersión de velocidades: Galaxias elípticas de ATLAS 3D y cúmulos de galaxias	89
Apéndice D	
Perfiles de dispersión de velocidades de la muestra MaNGA	101
Bibliografía	121

Capítulo 1

Introducción

A través de la historia, la humanidad se ha enfrentado a fenómenos que sobrepasan nuestra comprensión, dando lugar a los grandes descubrimientos científicos de cada era. Dos de los misterios más interesantes en la astrofísica moderna son la naturaleza de la materia oscura y la de la energía oscura, conceptos que surgen con el fin de explicar las discrepancias gravitacionales entre observación y teoría, tanto a escalas galácticas, extragalácticas, y cosmológicas en el caso de la formación de estructuras a gran escala. En esencia, lo que vemos es una incompatibilidad entre las predicciones de relatividad general a partir del contenido de materia-energía observado y las observaciones astronómicas de la dinámica de sistemas galácticos y extragalácticos, así como la expansión del Universo mismo. Esto apunta a una de tres opciones: (a) la existencia de una forma de materia-energía aún no detectada (ni conocida); (b) una teoría incompleta de la gravedad; o (c) una combinación de ambas. Hasta el momento, la tercera opción pareciera ser la más factible, dado que por un lado, las observaciones a escalas de galaxias apuntan a comportamientos genéricos que pueden ser fácilmente descritos por leyes universales basadas en reformulaciones de la gravedad de Newton, y por otro lado, hay muchas razones para creer que existen más partículas, aún no descubiertas, que las postuladas por el modelo estándar de física de partículas. Ciertos fenómenos como el mecanismo de Higgs, a través del cual todas las demás partículas adquieren masa, son procesos que no se explican a partir del modelo estándar. La evidente asimetría entre el contenido de materia y anti-materia en el Universo no puede ser explicada tampoco por el modelo estándar. De la misma manera, las masas de los neutrinos no surgen naturalmente del modelo, por lo que el consenso científico es que debe existir una teoría física más allá del modelo estándar y que descubrimientos de nuevas familias de partículas subatómicas están en el horizonte. Por otro lado, no hay razón para establecer de forma axiomática que la relatividad general es válida para todas las escalas, más aún si no ha sido probada en éstas, y que nuestro entendimiento de la gravedad es completo. Incluso,

1. INTRODUCCIÓN

históricamente hemos visto que suponer válidas las teorías sobre la gravedad para todas las escalas trae consigo incompatibilidades, como fue el caso de la precesión de Mercurio que en su momento sólo podía ser explicada al introducir un nuevo planeta no observado “Vulcano”. Eventualmente y gracias al desarrollo de la relatividad general de Einstein, entendimos que la gravedad Newtoniana era tan solo una aproximación para bajas velocidades de la relatividad general, y que el caso de Mercurio requería de correcciones relativistas para explicar su precesión. Sin embargo, los primeros dos casos pueden ser más fácilmente probados y falsificados, y podrían resultar ser las explicaciones dominantes para las discrepancias gravitacionales en varias clases de sistemas astronómicos. Por ejemplo, en el caso de (b), si existiera algún cambio en la física gravitacional que estuviera ocasionando las discrepancias en masa/gravedad, debería entonces haber una señal clara de una única ley universal de fuerzas actuando sobre toda una clase de sistemas astrofísicos. Si por otro lado, hubiera un componente de materia oscura en estos sistemas, la cinemática de cualquier objeto debería entonces depender de la distribución particular de materia oscura y luminosa, y esta distribución variaría de sistema a sistema, dependiendo del entorno, historia de formación, clase de sistema, y en principio no debería parecerse a una ley de fuerzas universal. A través de los años, hemos visto numerosos intentos de modificar la ley de gravedad con el propósito de quitar la necesidad de introducir materia/energía oscura, pero la mayoría de estas propuestas fracasa rápidamente; una vez que se establece una ley de fuerzas, ésta debe reproducir todos los datos cinemáticos observados para toda una clase de sistemas astronómicos, utilizando únicamente la distribución de materia bariónica. De estos intentos ha sobrevivido un esquema, propuesto por Mordehai Milgrom hace más de 30 años (Milgrom 1983a, 1983b, 1983c, 1984), llamado Modified Newtonian Dynamics (MOND) y que ha logrado satisfacer el criterio de una ley de fuerzas universal para toda una clase de sistemas: las galaxias. Bajo el contexto de MOND, hemos visto estrechas correlaciones entre la distribución de los bariones y la aceleración gravitacional en las galaxias (McGaugh et al. 2016, Lelli et al. 2017), lo cual resulta más complicado entender bajo el presente paradigma cosmológico Λ CDM o modelo de concordancia, el cual plantea que la relatividad general es válida a todas las escalas cosmológicas (y galácticas), y que la materia oscura de las galaxias (CDM o Cold Dark Matter) se compone de partículas no-bariónicas, que no colisionan, no se disipan, y casi no interactúan de ninguna manera con el resto del Universo conocido mas que por sus efectos gravitacionales. Incluso si en un futuro se lograran detectar directamente estas partículas, el éxito fenomenológico de MOND como ley universal a escalas galácticas, deberá ser satisfactoriamente explicado por cualquier modelo de formación y evolución galáctico.

En esta tesis analizamos la segunda alternativa (b) para distintas clases de sistemas astrofísicos soportados por presión. Estudiaremos si la propuesta de Mil-

grom como ley universal de fuerzas para sistemas galácticos, creada en principio para reproducir las curvas de rotación galácticas, es válida y funcional en galaxias elípticas soportadas por dispersión de velocidades, y en sistemas no galácticos soportados por presión: cúmulos globulares y cúmulos de galaxias. Haciendo ajustes de los perfiles de dispersión de velocidades observados a una función universal propuesta, y realizando pruebas estadísticas consistentes, buscaremos explicar dentro de un contexto de gravedad modificada, el comportamiento de los perfiles de dispersión de velocidades asintóticamente planos en cúmulos globulares, galaxias elípticas y cúmulos de galaxias.

En las siguientes secciones recopilamos el problema de la masa faltante, exponemos las fortalezas y debilidades del modelo de concordancia Λ CDM y del modelo de MOND, y mostramos los aspectos más importantes del desarrollo teórico de gravedad modificada utilizados en este trabajo.

1.1. La masa faltante

Existe un gran cuerpo de evidencia que deja muy claro un hecho: falta materia en el Universo. Una variedad de observaciones astronómicas independientes muestran que el movimiento de los cuerpos astronómicos no corresponde al potencial gravitacional Newtoniano calculado a partir de la masa observada, desde la dinámica de gas y estrellas en sistemas galácticos, hasta el movimiento de galaxias dentro de cúmulos. Más aún, fenómenos como las lentes gravitacionales, la temperatura del gas en cúmulos de galaxias, la estructura a gran escala del Universo, así como la densidad de materia del Universo mismo, constatan el ya bien conocido problema de discrepancia en masa.

Las primeras indicaciones del problema de la masa faltante vinieron de Oort (1932), quien encontró que la densidad de masa dinámica estimada a partir de las estrellas de la vecindad solar no correspondían a los movimientos verticales oscilatorios de las estrellas en el disco Galáctico; Zwicky (1933) por su parte, observó que la dispersión de velocidades de galaxias en el cúmulo de Coma eran demasiado elevadas y en desacuerdo con la masa del cúmulo estimada a partir de la masa luminosa. El impacto de estas discrepancias observadas no fue fuerte, y el problema fue relativamente olvidado durante décadas.

A principios de la década de los setentas, Jerry Ostriker encontró que en las primeras simulaciones sofisticadas de discos galácticos, el soporte rotacional no era suficiente para mantener un disco dinámicamente frío, y las partículas del disco eventualmente formaban sistemas más parecidos a los soportados por dispersión. Parecía claro que los sistemas Newtonianos soportados únicamente por rotación

1. INTRODUCCIÓN

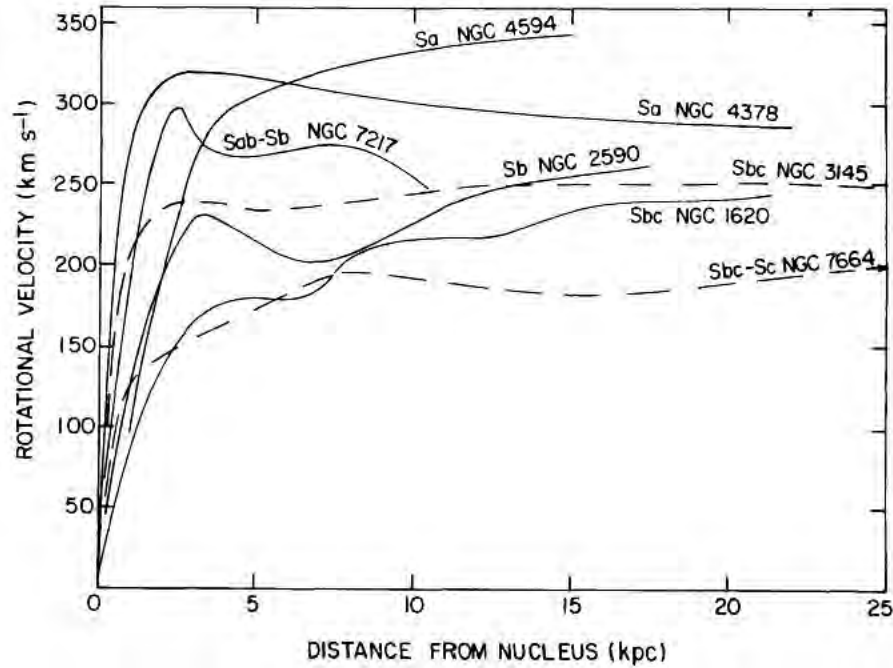


Figura 1.1: Figura 3 de Rubin et al. (1978), donde se muestran las velocidades de rotación como función de la distancia al núcleo galáctico de 7 galaxias espirales de distintos tipos morfológicos. La caída Kepleriana esperada a algunas decenas de kpc no se observa. Las galaxias de tipo temprano exhiben velocidades pico más altas que las de tipo tardío.

eran inestables, pero la existencia del disco Galáctico frío de la Vía Láctea requería de una explicación, por lo que algunos años después, Ostriker & Peebles (1973) propusieron para sus simulaciones, fijar los discos dinámicamente fríos, soportados por rotación, dentro de un potencial galáctico esférico, manteniendo la estabilidad de los discos durante una buena fracción del tiempo de Hubble. La existencia de galaxias espirales quedó salvaguardada, y el papel del potencial esférico que estabiliza a los discos se le atribuyó a un halo de materia oscura. La prueba más contundente fue expuesta pocos años después por Bosma (1981) y Rubin et al. (1978, 1982), quienes observaron un aplanamiento en las curvas de rotación de un gran número de galaxias espirales (figura 1.1). Es bien sabido que un objeto que obedece la gravedad Newtoniana, como es el caso del sistema Solar, debería mostrar una caída Kepleriana en su curva de rotación inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la distancia, una vez que la masa esencialmente converge. Sin embargo las observaciones mostraban que la velocidad circular era constante con la distancia, incluso a los radios más grandes observados, implicando nuevamente un halo de materia faltante bajo gravedad Newtoniana.

Recientemente se ha comprobado que la discrepancia en masa existe en otros tipos de galaxias, más notablemente en el caso de las enanas esferoidales (dSph o dwarf spheroidals) (Walker et al. 2009) y las enanas ultra-débiles (UFD o ultra-faint dwarfs) (Simon & Geha, 2007). Esta clase de objetos, satélites de nuestra Galaxia y de Andrómeda, han sido observados únicamente en el grupo local debido a su bajo brillo superficial; sin embargo por su cercanía, es posible medir la velocidad en la línea de visión de estrellas individuales, lo que permite una medición precisa de la dispersión de velocidades del sistema. La masa estimada a través de estos movimientos excede enormemente la masa en forma de estrellas, y es en estos sistemas en donde se observan las mayores discrepancias en masa.

El caso de las galaxias elípticas, las cuales usualmente requieren de una menor cantidad de masa adicional para reproducir la cinemática observada, es más controversial; algunos estudios encuentran una modesta discrepancia en masa (Romanowsky et al. 2003), mientras que otros resultan en mejores ajustes para los halos de materia oscura que MOND (Richtler et al. 2008, Samurović 2014, 2016); sin embargo, Milgrom & Sanders (2003) falsifican los resultados de Romanowsky et al. (2003) en términos del brillo superficial de estas galaxias; Salinas et al. (2012) encuentran una discrepancia de masa despreciable en NGC 7507 y concluyen que MOND sobreestima el valor de dispersión de velocidades en este sistema; Jimenez et al. (2013) modelan satisfactoriamente la galaxia elíptica masiva NGC 4649 bajo MOND, mientras que Angus et al. (2008) han encontrado que galaxias elípticas masivas con emisiones de rayos-X en centros de cúmulos, son mejor modeladas introduciendo masa adicional que con MOND; Chae & Gong (2015) reproducen los perfiles de dispersión de velocidades de 11 elípticas de ATLAS 3D (Emsellem et al. 2004, Capellari et al. 2011) con MOND; Dabringhausen et al. (2016) estudian la dispersión de velocidades a un radio efectivo para 1715 galaxias de tipo temprano (ETGs), desde enanas elípticas (dE) hasta elípticas masivas, encontrando un mejor ajuste para MOND que para la dinámica Newtoniana; usando datos de la cinemática de nebulosas planetarias con extensiones de hasta 6 radios efectivos, Tian & Ko (2016) encuentran que la dinámica de 7 galaxias elípticas del proyecto SAURON (Bacon et al. 2001, de Zeeuw et al. 2002) pueden ser correctamente explicadas con MOND. El tema de la discrepancia en masa en las galaxias elípticas continua siendo controversial, lo cual proporciona una gran motivación para su estudio.

A escalas mayores, grupos y cúmulos de galaxias también presentan un problema de masa faltante; observaciones del corrimiento al rojo de miembros individuales de cada cúmulo arrojan valores de dispersión de velocidades que implican discrepancias en masa órdenes de magnitud mayores que las observadas en galaxias. Sin embargo, tomando en cuenta que la mayor parte de la masa bariónica de estos cúmulos está en forma de gas caliente que emite rayos X, y no en forma de estrellas como antes se pensaba, la discrepancia disminuye por algunos factores,

1. INTRODUCCIÓN

pero claramente permanece. Asumiendo equilibrio hidrostático en los cúmulos de galaxias, y usando las observaciones de rayos X para estimar la temperatura del gas intra-cúmulo, se concluye que para mantener gravitacionalmente ligado el gas caliente intra-cúmulo, es necesario un potencial gravitacional alrededor de 8 veces mayor al producido por la materia visible (Hoekstra et al. 1998, Giodini et al., 2009, Rines et al. 2013). Recientes estudios de lentes gravitacionales en esta clase de objetos indican que bajo relatividad general se requieren de masas muy superiores a las observadas para explicar estos fenómenos (Kneib et al. 1996, Auger et al. 2010, Bolton et al. 2008, 2012), agregando a la evidencia observacional de la masa faltante en cúmulos de galaxias.

Encima de la creciente evidencia sobre las discrepancias en masa en sistemas extragalácticos, hay también indicios fuertes en el contexto cosmológico que apuntan a la existencia de algún tipo de materia oscura. La densidad de materia bariónica Ω_b deducida a partir de la nucleosíntesis primordial del Big-Bang, y el crecimiento de estructuras cosmológicas a partir de las fluctuaciones de densidad en el momento de la recombinación, parecen indicar la necesidad de que $\Omega_m > \Omega_b$, i.e. que la densidad de materia total del universo debe ser mayor a la densidad de materia bariónica bajo relatividad general. Asimismo, suponiendo válida la relatividad general, observaciones del fondo cósmico de microondas (CMB o Cosmic Microwave Background) muestran pequeñas fluctuaciones de temperatura ($10^{-6}K$) que corresponden a un Universo temprano muy homogéneo (una parte en 10^5); al día de hoy sin embargo, observamos contrastes de densidad enormes (planetas, estrellas, galaxias, etc.). A partir de la densidad bariónica del Big-Bang, se obtiene un factor de crecimiento de $\sim 10^2$ en un tiempo de Hubble, tres órdenes de magnitud menor al observado. La solución clásica a este problema de crecimiento de estructuras cosmológicas es introducir materia oscura para aumentar el crecimiento de las fluctuaciones, con la restricción de que esta materia no debe interactuar con fotones ni con la materia ordinaria mas que gravitacionalmente, para no dejar en el CMB los mismos rastros que la materia bariónica; esto es en esencia, materia oscura no-bariónica. La naturaleza no-bariónica de la materia oscura permite fluctuaciones de densidad grandes incluso antes del desacoplamiento entre bariones y fotones, especialmente en el caso de materia oscura fría (CDM o Cold Dark Matter). Previa a la recombinación, las fluctuaciones de densidad del fluido de bariones-fotones, antes de caer en los pozos de potencial gravitacional creados por la materia oscura, se encontraban oscilando, generando ondas acústicas las cuales deberían de disiparse más, entre más pronto atravesaran el horizonte; la presencia de materia oscura no-bariónica y desacoplada del fluido bariónico-fotónico, introduce una fuerza neta que contrarrestaría la disipación de las oscilaciones acústicas en el momento de la recombinación, mostrando picos acústicos subsecuentes comparables al primero, en lugar de una cola acústica disipativa. La observación del considerable tamaño del tercer pico acústico del CMB

es otra pieza clave en el cuerpo de evidencia observacional para la existencia de materia oscura no-bariónica (Komatsu et al. 2011), o de un potencial asociado a los bariones mayor al que la relatividad general predice. Tanto el contexto teórico de la nucleosíntesis del Big-Bang como las observaciones del CMB, nos llevan a considerar la existencia de una forma de materia no-bariónica que no interactúa más que gravitacionalmente con su entorno; más aún, para formar estructuras cosmológicas, esta nueva forma de materia debe ser dinámicamente fría (i.e. con velocidades mucho menores a la velocidad de la luz en el momento de la recombinación), y la conocemos hoy en día como materia oscura fría o CDM por sus siglas en inglés.

Adicionalmente, la cosmología moderna incluye otro factor aún más enigmático llamado energía oscura. Dado que la fracción bariónica Ω_b conlleva a valores de Ω_m mucho menores a 1, y dado que en el contexto de modelos inflacionarios del Universo se requiere una geometría Euclidiana plana y con densidad de energía igual a 1, se introduce en 1995 (Ostriker & Steinhardt 1995) una constante cosmológica Λ , que en teoría representa la energía del vacío, y que es la principal contribuyente a la densidad de energía del Universo. Años después, observaciones de supernovas de tipo Ia (SNIa) (Riess et al. 1998, Perlmutter et al. 1999) indicando la reciente aceleración de la expansión del Universo solidificaron la aceptación del modelo de concordancia. El modelo ha sido refinado y recalibrado a través de numerosas observaciones del CMB y de las estructuras cosmológicas de gran escala, llevando al favorecido modelo de hoy en día. Sin embargo, aunado a la falta de detección directa de alguno de estos componentes, ciertas coincidencias entre las escalas de los sectores de materia y energía oscura, así como la existencia y naturaleza de la energía oscura misma, han traído un renacimiento en el interés por teorías de gravedad modificada como alternativas a estos conceptos oscuros (Clifton 2011, Famaey & McGaugh 2012).

1.2. El modelo cosmológico Λ CDM y sus desafíos

La relatividad general (RG), junto con la métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) inducen una cosmología clara y concisa, la de Λ CDM, la cual hace predicciones robustas; las abundancias de los isótopos ligeros en la nucleosíntesis del Big-Bang, la consistencia entre el parámetro de Hubble (H_o) con la edad de las estrellas más antiguas, el espectro de potencias de las perturbaciones de densidades, el acuerdo con el espectro de potencias acústico de las fluctuaciones en el CMB, constituyen algunos de los diversos éxitos del modelo de concordancia, mientras que la introducción *ad hoc* del término Λ representa un ajuste *a posteriori*. El ajuste de este modelo a escalas cosmológicas es notorio, aún más considerando que no hay una razón particular para que una parametrización tan

1. INTRODUCCIÓN

específica de una cosmología describiera de manera independiente la gran cantidad de datos observacionales con tal consistencia.

En este modelo de Λ CDM, la energía oscura es un término de la energía del vacío representado por la constante cosmológica Λ en las ecuaciones de relatividad general. La evidencia observacional discutida anteriormente restringe los valores de densidad crítica de energía oscura a $\Omega_\Lambda = 0.684$ y el valor de la constante de Hubble a $H_0 = (67.8 \pm 0.9) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Planck collaboration 2016). Junto con la densidad de materia total, este valor conlleva una densidad crítica del Universo $\Omega = \Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$, i.e. una geometría Euclidiana plana, dentro de las expectativas de un Universo inflacionario con métrica Robertson-Walker. Es importante notar que este modelo se basa en el axioma del principio cosmológico, el cual establece que el Universo es a grandes escalas, isotrópico y homogéneo, suposiciones que han sido previamente desafiadas (Wiltshire 2007, 2008, Buchert 2008, Buchert & Carfora 2008).

Por otra parte, tenemos al otro pilar del modelo de concordancia, la materia oscura fría o CDM, que se asume está compuesta de partículas no-bariónicas, que no se disipan, no tienen interacciones mas que de manera gravitacional, y se espera que sean relativamente masivas (Bertone et al. 2005). La densidad de los bariones se estima en $\Omega_b = 0.049$, constituyendo solo una pequeña fracción del total de densidad de materia $\Omega_m = \Omega_{CDM} + \Omega_b = 0.316 \pm 0.012$ (Planck collaboration 2016). El aspecto frío de la materia oscura se introduce para que ésta se mueva de manera no-relativista al desacoplarse del fluido de bariones y fotones antes de la recombinación, permitiendo que se condense y comience a formar las estructuras observadas mientras que los bariones siguen electromagnéticamente acoplados a los fotones, llevando a un escenario jerárquico de formación de estructura.

Los candidatos a ser partículas de CDM deberán ser masivos, no-bariónicos, y exentos de interacciones electromagnéticas. Los candidatos favorecidos hasta el momento son los llamados WIMPS (Weakly Interacting Massive Particles) (Bertone 2010, Bertone et al. 2005, 2012), quienes deberían tener masas del orden de 100 GeV para poder explicar las estructuras de pequeña escala como galaxias enanas, y para que sus secciones eficaces típicas de interacciones nucleares débiles arrojen el valor esperado de densidad de materia Ω_m . Partículas más ligeras como los neutrinos o axiones conllevarían amplitudes demasiado bajas en el espectro de potencias para escalas pequeñas, lo cual resultaría en una nula formación de estructuras a un corrimiento al rojo de $z \sim 6$, contrario a lo que se observa. La discusión sobre la naturaleza fría o tibia de la materia oscura (WDM o Warm Dark Matter) continua al día de hoy; sin embargo el estado calorífico de la materia oscura no resuelve los problemas observacionales más importantes.

Algunas alternativas a la existencia de la energía oscura como ente físico han surgido en forma de campos escalares acoplados, k -esencia, efectos de branas, entre otras; en este contexto, la materia oscura del modelo Λ CDM solo puede

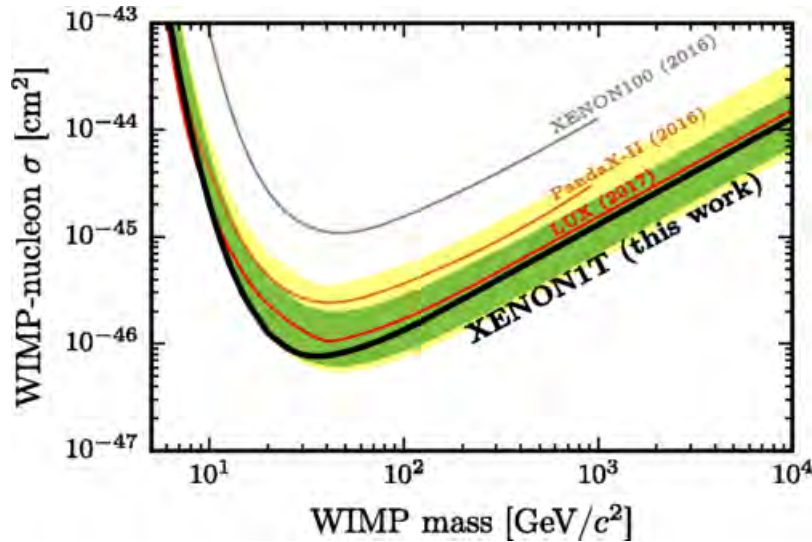


Figura 1.2: Figura 4 de Aprile et al. (2017), mostrando la sección eficaz de la interacción WIMP-nucleón como función de la masa del WIMP a un nivel de 90 % de confianza. Los resultados de este estudio están representados por la línea negra, donde las regiones en verde y amarillo muestran los niveles de confianza 1σ y 2σ respectivamente. Los resultados del LUX (línea roja), PANDAX-II (línea café) y XENON1T (línea gris) se muestra como referencia. Interacciones por encima de la línea negra quedan descartadas por este trabajo, reduciendo el espacio de parámetros para la búsqueda.

existir como una entidad física en calidad de una forma novedosa de materia, por lo que posiblemente la prueba más importante del paradigma Λ CDM como teoría científica es la existencia de esta nueva forma de materia; no sólo no observada, sino alguna forma novedosa de partícula sub-atómica con las propiedades microscópicas correctas y densidad de masa cosmológica adecuada. La búsqueda de WIMPS se encuentra ya relativamente avanzada y resulta un tanto insatisfactoria; experimentos de detección directa no cuentan con resultados positivos, incluso las búsquedas más recientes por parte del LHC (colaboración CMS 2016), PANDAX-II (Yang et al. 2016), LUX (Szydagis 2016), e incluso XENON1T (Aprile et al. 2017) han arrojado detecciones nulas y junto con experimentos previos, han descartado ya la mayoría del espacio de parámetros donde se esperaba la detección de los WIMPs (figura 1.1).

Búsquedas indirectas a través de la observación de rayos gamma como resultado de la aniquilación de pares en el halo Galáctico y en galaxias satélites cercanas, han similarmente encontrado detecciones nulas (Ackerman et al. 2011, Geringer-Sameth & Koushiappas 2011, Calore et al. 2012, Fermi-LAT collaboration 2016). Además de la falta de detección directa de algún candidato de CDM,

1. INTRODUCCIÓN

existen importantes desafíos observacionales para el modelo de concordancia, como la necesidad de el “fine-tuning” o ajuste-fino a los parámetros del modelo. A escalas de kpc, en donde la formación y evolución de galaxias se vuelve importante, diversas predicciones del modelo han fracasado, generalmente atribuido a la complicada física bariónica. Por otro lado, un gran número de observaciones a estas escalas galácticas muestran interesantes regularidades que no se esperan en un contexto de CDM sin un ajuste específico de los parámetros en términos de la retroalimentación bariónica, como el caso de la relación de aceleración radial o Radial Acceleration Relation (RAR) (McGaugh et al. 2016, Lelli et al. 2017), en donde encuentran una fuerte correlación entre la aceleración gravitacional observada, g_{obs} y la aceleración gravitacional teórica esperada a partir de los bariones, g_{bar} , en un considerable número de sistemas galácticos.

Otro de los problemas más grandes al que se enfrenta el modelo Λ CDM es que requiere de muchos ajustes *ad hoc* en los parámetros para reducir 120 órdenes de magnitud el valor teórico esperado de la energía del vacío predicha por la mecánica cuántica. Otro de los mayores problemas, en particular del postulado de CDM, es el surgimiento de una escala característica conocida como a_0 , una aceleración umbral a partir de la cual se comienza a observar la fenomenología del sector de materia oscura. Esta escala de aceleración aparece en una gran variedad y cantidad de relaciones de escalamiento galácticas, situación imprevista por el modelo de concordancia. El valor de esta escala es $a_0 \sim 10^{-10} \text{ ms}^{-2}$, y normalizando $c = G = \hbar = 1$, se obtiene que $a_0 \sim H_0$, e incluso que $a_0^2 = \Lambda$. No es claro si la razón detrás de estas coincidencias numéricas es de naturaleza física o tan sólo algo fortuito pero de poco significado. De cualquier manera, la escala común entre los sectores oscuros es notoria, y tomada junto con los valores de densidad de energía al corrimiento al rojo $z = 0$, podríamos estar encontrando fuertes motivaciones para reconsiderar a la energía y materia oscura como entidades físicas independientes, o más aún, dejar de considerar que la relatividad general es válida para todas las escalas cosmológicas y de campos gravitacionales débiles.

Otros desafíos importantes al modelo Λ CDM son: las velocidades propias de los cúmulos de galaxias predichas por el modelo son del orden de 200 km/s , mientras que observaciones muestran valores de hasta 1000 km/s (Kashlinsky et al. 2008, Watkins et al. 2009), y en casos como el cúmulo de la bala, de hasta 3100 km/s (Lee & Komatsu 2010, Thompson & Nagamine 2012). La existencia de cúmulos de galaxias a altos corrimientos al rojo indican que la formación de estructura comienza antes de lo que establece Λ CDM, como en el caso de XM-MU J2235.3-2557 (Rosati et al. 2009) a $z \sim 1.4$ y el super cúmulo de Shapley (Sheth & Diaferio 2011). El famoso problema de los satélites faltantes, en donde se predice la existencia de miles de galaxias satélites de la Vía Láctea; incluso con las más recientes simulaciones bajo Λ CDM incluyendo re-ionización y retro-

alimentación bariónica, faltarían aún cientos de satélites de baja y alta masa en la distribución de masa de los halos de materia oscura esperados (Kroupa et al. 2010, Boylan-Kolchin 2011, 2012); es precisamente la distribución de las galaxias satélites que si se observan, lo que constituye otro de los desafíos al modelo, dado que Λ CDM predice una distribución isotrópica en la distribución de halos oscuros, mientras las observaciones indican que las galaxias caen sobre un disco soportado por rotación (Kroupa et al. 2010, Pawłowski et al. 2010). La forma del perfil de densidad de masa en los núcleos de las galaxias constituye un viejo argumento en contra del modelo, dado que simulaciones arrojan núcleos con un pico central en la densidad (Navarro et al. 1999, Diemand et al. 2005) , mientras que observaciones muestran núcleos de densidad constante en las regiones centrales (Gentile et al. 2004, de Blok 2010, Walker & Peñarrubia 2011). Simulaciones de los discos galácticos traen consigo diversas complicaciones, como el bajo valor de momento angular de los discos como resultado de transferencia del momento del halo oscuro dentro de un contexto de formación jerárquico, en desacuerdo con observaciones (Abadi et al. 2003); asimismo, resulta sumamente difícil simular galaxias de disco sin incluir bulbos, mientras que esta familia de galaxias constituye alrededor de la mitad de las galaxias grandes observadas ($V_c > 150 \text{ km/s}$) (Graham & Worley 2008, Kormendy et al. 2010). Los halos oscuros tienden a inhibir la formación de barras y brazos espirales en galaxias de baja densidad superficial por la baja auto-gravedad del disco (Mihos et al. 1997), mientras que observaciones de galaxias LSB (Low Surface Brightness) muestran la presencia de fuertes barras y brazos espirales (Kautsch et al. 2006). Por último, el problema de los bariones faltantes radica en que, en principio, la fracción bariónica cosmológica debería de observarse también a escalas de cúmulos de galaxias y hasta en galaxias individuales; en los primeros, esto es aproximadamente cierto, pero la desviación de la fracción bariónica $f_b = \Omega_b/\Omega_m = 0.15$ aumenta sistemáticamente de la esperada; existe una clara correlación entre sistemas menos masivos dominados por mayores cantidades de materia oscura respecto a los menos masivos (McGaugh et al. 2010). Esta predicción no resulta de Λ CDM, y está cercanamente relacionada a la relación Tully-Fisher bariónica.

Por otro lado, recientes estudios de simulaciones bajo Λ CDM han buscado solucionar los problemas anteriormente presentados; simulaciones hidrodinámicas con la inclusión de la retroalimentación bariónica han mostrado que la energía de las supernovas puede redistribuir la forma de los núcleos de materia oscura, eliminando los núcleos de densidad en pico o “cusp” como son comúnmente conocidos (Madau et al. 2014, Oñorbe et al. 2015, Read et al. 2016, Tollet et al. 2016). Incluir formas adicionales de retroalimentación como la pérdida de masa por efectos de marea o de presión por choques, resuelve algunas discrepancias en galaxias enanas satélites (Sawala et al. 2016, Tomozeiu et al. 2016, Wetzel et al. 2016), aunque la resolución de estas simulaciones hidrodinámicas para sistemas del tamaño de

1. INTRODUCCIÓN

la Vía Láctea alcanzan apenas 300-500 pc por la alta demanda computacional, resultando en poca precisión en el estudio individual de galaxias enanas satélites. Incluso Libeskind et al. (2009) y Lovell et al. (2011) encuentran con base en sus simulaciones, que la acreción filamentaria modelada bajo Λ CDM es suficiente para explicar la configuración de los satélites de la Vía Láctea y sus distribuciones orbitales, mientras que Metz et al. (2009) y Pawlowski et al. (2012) argumentan que estos resultados fortalecen la evidencia de una discrepancia entre la teoría y las observaciones. La reconciliación del modelo de concordancia con los desafíos presentados sigue siendo controversial, más aún, los resultados de las simulaciones mencionadas no son predicciones *ab initio* de Λ CDM y dependen de una serie de parámetros adoptados en el modelaje de formación y evolución galáctica, por lo que el desarrollo de simulaciones bajo Λ CDM con mayor refinamiento e inclusión de física bariónica, que satisfactoriamente reproduzcan las observaciones a escalas galácticas, sigue siendo un problema contemporáneo. Además de la creciente lista de predicciones no observadas que mencionamos anteriormente, existen también algunas coincidencias observacionales no predichas, independientes al modelo de materia oscura que se utilice, que se discutirán en la siguiente sección.

1.3. Marco teórico de MOND

Existen diferentes ejemplos importantes de las relaciones sistemáticas entre la dinámica de las galaxias (dominadas en teoría por materia oscura) y su contenido bariónico. Estas relaciones son completamente empíricas, y como tal, deben ser explicadas por cualquier teoría de gravedad. Inevitablemente involucran una escala de aceleración crítica, o equivalentemente una densidad superficial crítica de materia bariónica.

Una de las correlaciones más importantes en astronomía extragaláctica es la relación Tully-Fisher (TF) (Tully & Fisher 1977). Originalmente postulada como una relación empírica entre la luminosidad y el ancho espectral de las líneas de hidrógeno neutro (HI), la relación TF ha sido extensamente estudiada, aunque los fundamentos físicos de su naturaleza aún no son del todo claros. Tiempo después de su postulación, se encontró una relación aún más fundamental entre la masa bariónica total observada y la velocidad de rotación (Milgrom & Braun 1988, Freeman 1999, McGaugh et al. 2000). La BTFR, o Baryonic Tully Fisher Relation por sus siglas en inglés, originalmente postulada para espirales luminosas, funciona incluso en una amplia clase de galaxias en donde no se esperaba su empate: irregulares de baja luminosidad y dominadas por gas (Stark et al. 2009, Trachternach et al. 2009, McGaugh 2011), galaxias de bajo brillo superficial o LSBs (Low Surface Brightness) (Zwaan et al. 1995, Sprayberry 1995), e incluso en galaxias enanas de marea formadas por colisiones de galaxias más grandes

(Gentile et al. 2007). Esta relación no surge naturalmente de Λ CDM, en donde uno debe ajustar la densidad superficial de materia oscura para compensar la falta de bariones, en particular para galaxias de bajo brillo superficial (McGaugh & de Blok 1998). La función empírica comúnmente utilizada para describir la BTFR es $\log M_b = \alpha \log V_f - \log \beta$, la cual resulta en una línea recta en el espacio log-log con pendiente de $\alpha = 4$ (McGaugh 2005, Stark et al. 2009, McGaugh 2011), consistente con una escala de aceleración $a = V_f^4 / (GM_b)$ de tal manera que la constante de normalización es $\beta = Ga$. La escala de aceleración $a \sim \Lambda^{1/2}$ está nuevamente presente en los datos observacionales.

Paralelamente, tenemos el caso del límite de Freeman (Freeman 1970), que aunque originalmente se postuló como un brillo superficial universal, hoy en día describe un límite superior de densidad superficial crítica, arriba del cual no se observan galaxias de disco (McGaugh 1996, Milgrom 1989, Brada & Milgrom 1999); empíricamente, el límite aparece como $\Sigma_{crit} \sim a_0/G$, donde encontramos la escala de aceleración crítica una vez más en los datos observacionales. Por otro lado, se observa una estrecha correlación entre la discrepancia en masa como función de la aceleración y de la densidad superficial bariónica (Sanders 1990, Scarpa 2003, McGaugh 2004), donde arriba de la aceleración crítica a_0 no se encuentra una discrepancia en masa, y por debajo de este valor comienza a surgir la necesidad de introducir materia oscura. Parece claro que por arriba de a_0 la gravedad de Newton se sostiene, mientras que por debajo de esta aceleración comienzan las discrepancias en masa ya conocidas.

Los fenómenos y desafíos expuestos están exclusivamente basados en observaciones, independientes a cualquier marco teórico. La unificación y explicación de estas observaciones bajo una teoría que describa la física detrás de los datos sería ideal, y es precisamente la propuesta de Milgrom que logra unificar las observaciones no predichas por Λ CDM, en su teoría de Modified Newtonian Dynamics o MOND. La idea principal del físico Israelí, era que el problema de la masa faltante reflejaba una falla en la dinámica Newtoniana en galaxias; postula una forma de relacionar la aceleración gravitacional Newtoniana con la aceleración real de las galaxias, de manera que para aceleraciones bajas se resolviera el problema de la discrepancia de masas y para aceleraciones altas se recuperara la dinámica Newtoniana. La extensa evidencia observacional de la fenomenología de a_0 no era evidente en 1983 cuando postula su teoría, sin embargo era directo estimar que la aceleración centrípeta que experimenta una estrella en un sistema galáctico era del orden de $\sim 10^{-10} ms^{-2}$, por lo que intuitivamente propone esta nueva constante crítica a_0 para jugar un papel similar al de la constante de Planck en la física cuántica, \hbar , o la velocidad de la luz, c , en relatividad especial.

En el límite de aceleraciones bajas (y de velocidades no relativistas), Milgrom considera la posibilidad de que la fuerza total que actúa sobre un objeto no sea

1. INTRODUCCIÓN

proporcional a la aceleración, sino que depende de ella mediante una función μ :

$$ma\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = F \quad (1.1)$$

donde a_0 es una aceleración umbral por debajo de la cual se produce un cambio en la ley de fuerzas, μ es una función que se determina con base en observaciones (aunque en estudios recientes surge naturalmente de la teoría, e.g. Hossenfelder 2017), con límites: $\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = \frac{a}{a_0}$ si $\frac{a}{a_0} \ll 1$ y $\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = 1$ si $\frac{a}{a_0} \gg 1$; de tal forma que para aceleraciones mayores a a_0 se recuperan las ecuaciones de la dinámica newtoniana. La aceleración gravitacional dentro del contexto de MOND se relaciona con la aceleración gravitacional newtoniana a través de la expresión:

$$g\mu(g/a_0) = g_n \quad (1.2)$$

donde g_n es la aceleración gravitacional newtoniana. De esta manera, al igualar la aceleración gravitacional g con la aceleración centrípeta de una partícula de prueba orbitando una masa bariónica M , obtenemos que dentro del régimen de bajas aceleraciones:

$$v^4 = GMa_0 \quad (1.3)$$

recuperando la relación Tully-Fisher entre la masa bariónica y la velocidad de rotación, en donde la velocidad circular en el régimen de aceleraciones bajas depende únicamente de la masa total y no de la distancia. La obtención de esta relación empírica a partir del desarrollo teórico de MOND es uno de los principales triunfos del modelo de gravedad modificada.

Cabe mencionar sin embargo, que para que \mathbf{g} permanezca como un campo de fuerzas conservativo, la expresión (1.2) no puede ser tomada con rigor fuera de sistemas altamente simétricos, por lo que no debe considerarse como una ley universal, sino como una aproximación válida para sistemas con distribuciones de masa simétricas, que debe ser derivada de una acción y de un principio variacional. Esta ley modificada es más un algoritmo que describe con alta precisión un número de aspectos fenomenológicos galácticos, sin embargo una teoría relativista y covariante es requerida para poder comenzar a competir a nivel cosmológico con el éxito de Λ CDM. Algunas de las primeras propuestas de crear marcos relativistas de MOND fueron AQUAL y RAQUAL, en donde se experimentaba con diferentes formas del Lagrangiano (Bekenstein & Milgrom 1984), arrojando velocidades de propagación superlumínicas; por ende éstas han quedado descartadas. Las teorías de TeVeS (Tensor Vector Scalar) (Bekenstein 2004) y STVG (Moffat 2006) introducen campos vectoriales dinámicos acoplados a campos escalares, con diferentes versiones de la acción y del Lagrangiano. Aunque gozaron

de cierto éxito durante años, predicen diferentes métricas para la propagación de ondas lumínicas y gravitacionales, por lo que han quedado esencialmente descartadas estas versiones relativistas con los recientes resultados de Wei et al. (2017), quienes usando datos de la detección de ondas gravitacionales de una fusión de estrellas de neutrones (colaboraciones LIGO y VIRGO 2017) y sus contrapartes ópticas (Lipunov et al. 2017), encuentran un retraso de tan solo algunos segundos en la detección de estas dos clases de ondas. Nuevas formulaciones de la gravedad, que en el límite de campo de aceleraciones débiles se reducen a MOND y que están en acuerdo con los resultados de Wei et al. (2017), han cobrado importancia recientemente, especialmente porque ofrecen explicaciones novedosas sobre la naturaleza de la gravedad. Algunos ejemplos son los modelos de torsión covariante (Barrientos & Mendoza 2017), la gravedad emergente (Verlinde 2016) y su contraparte covariante (Hossenfelder 2017), así como teorías $F(R)$ y $F(R,T)$. Una teoría completa de la gravedad, además de poder explicar observaciones astronómicas y cosmológicas, debe poder ser también compatible con la mecánica cuántica; el camino aún no es claro, pero las evidencias astronómicas fenomenológicas son indudables.

1.4. Gravedad modificada en objetos soportados por presión

El éxito de la ecuación (1.1) en reproducir las curvas de rotación en galaxias espirales es bien conocido (McGaugh 2012, McGaugh et al. 2016, Lelli et al. 2017), sin embargo los triunfos en sistemas soportados por dispersión son menos claros. Los cúmulos globulares son en su mayoría objetos de alto brillo superficial o HSB (High Surface Brightness), por lo que se espera que su dinámica sea Newtoniana. Los contados cúmulos que muestra desviaciones de las caídas Keplerianas en sus perfiles de dispersión, se encuentran lo suficientemente cercanos al disco Galáctico permitiendo explicar sus perfiles con fuerzas de marea Galáctica. Sin embargo, existe un número de ellos con perfiles que muestran cierto aplanamiento y que se encuentran lo suficientemente lejos del disco Galáctico como para poder excluir efectos de marea importantes (Baumgardt et al. 2005, Haghi et al. 2009, 2011). Aunque la compatibilidad con MOND en estos estudios ha sido buena, la solidez de las conclusiones no lo es tanto, debido a que el número de estrellas observadas es en general bajo, y estrellas que contaminen el campo de visión en las zonas externas pueden cambiar drásticamente los valores de dispersión de velocidades estimados. Aún así, los resultados de Hernandez & Jimenez (2012) muestran aplanamientos claros en los perfiles de dispersión de velocidades

1. INTRODUCCIÓN

sucedido a radios considerablemente menores que los radios de marea, corroborados por la reconstrucción de los perfiles observados a partir de los perfiles de brillo. Próximamente con los nuevos datos del telescopio GAIA, el cual obtendrá información de posición y velocidad radial con una precisión sin precedente de alrededor de 10^9 estrellas, se podrá entrever con mucho mayor claridad la naturaleza gravitatoria en las regiones externas de los cúmulos globulares Galácticos, al reducir significativamente la contaminación de fondo y disminuir de manera drástica los errores asociados a los movimientos propios de las estrellas en estos objetos. El caso de los cúmulos globulares constituye una importante prueba en la selección de una teoría de gravedad a escalas galácticas, ya que simulaciones bajo el esquema de Λ CDM muestran que estos objetos no tienen halo oscuro y la gravedad Newtoniana debería ser capaz de modelarlos en su totalidad, por lo que la era de GAIA nos traerá importantes avances en este aspecto.

El equivalente a la BTFR en galaxias elípticas es la relación $\sigma^4 \sim GMa_0$, que describe con buena aproximación la relación Faber-Jackson (Faber & Jackson 1976) extensamente corroborada a través de los años. Las galaxias elípticas son cuerpos densos compuestos principalmente de estrellas viejas, con poco gas y con aceleraciones internas típicamente altas. Algunos estudios han mostrado un pobre contenido de materia oscura en estos sistemas (Romanowsky et al. 2013), mientras que otros han mostrado aplanamientos en las velocidades de rotación de estos objetos a grandes radios (Gerhard et al. 2001), pero a aceleraciones ligeramente por encima de a_0 ; por otro lado, Tiret et al. (2007) y Weijmans (2008) encuentran buenos acuerdos entre MOND y las elípticas observadas. Al mismo tiempo, se ha visto que MOND predice velocidades de dispersión por debajo de lo que se observa en las galaxias elípticas en los centros de cúmulos de galaxias (Richtler et al. 2008), lo cual es una versión a menor escala del ya conocido problema de MOND en modelar cúmulos de galaxias.

Los cúmulos de galaxias, objetos de gran escala compuestos por miles de galaxias, cuyo contenido bariónico está principalmente en forma de gas caliente intra-cúmulo, son también cuerpos soportados por presión que han sido difíciles de explicar en un contexto de MOND. Estudios muestran una discrepancia en masa en las partes centrales de los cúmulos (Gerbal 1992, Sanders 1999, 2003, Pointecouteau & Silk 2005), i.e. evidencia de masa “Newtoniana” faltante, lo cual puede ser interpretado como una evidencia de bariones faltantes en las regiones centrales, evidencia de materia oscura no bariónica en las regiones centrales, la falsificación de MOND, o bajo la perspectiva de gravedad modificada, evidencia del efecto de modificaciones relativistas de la teoría a grandes velocidades.

Para profundizar en el estudio de esta clase de objetos astronómicos soportados por presión, buscamos un acercamiento distinto a las predicciones de curvas de rotación de MOND. Como vimos, para cualquier teoría MONDiana expresada en términos de una ley de fuerza Newtoniana $F_N = GM/r^2$, existe un cam-

bio de régimen después de un radio dado por $R_M = (GM/a_0)^{1/2}$, en el que la fuerza se expresa como $F_M = (GMa_0)^{1/2}/r$. En el esquema MONDiano, la relación entre las velocidades de equilibrio centrífugo y la dispersión de velocidades isotrópica cambia ligeramente respecto al caso Newtoniano, dando: $\sigma_\infty = V/\sqrt{3}$, e.g. Milgrom (1984), Hernández & Jimenez (2012). Podemos entonces expresar la dispersión de velocidades isotrópica de un sistema soportado por presión, en el régimen MONDiano como:

$$\sigma_\infty^2 = \frac{1}{3}(GMa_0)^{1/2} \quad (1.4)$$

Para probar la validez de la ecuación (1.4) en sistemas soportados por presión, se requeriría de observaciones de σ_∞ e inferencias independientes de la masa bariónica total de cada sistema. Desafortunadamente, las determinaciones de masa bariónica de sistemas astrofísicos se complican por las incertidumbres y errores sistemáticos que varían para cada sistema. El cálculo de fracciones de gas, fracciones de polvo, historias de formación estelar, la presencia de múltiples y complejas poblaciones estelares, funciones de masa inicial desconocidas, así como la variación radial de todas éstas, arrojan grandes errores empíricos. Podemos obtener una prueba empírica más sencilla e independiente de la masa al sustituir el valor de R_M en la ecuación (1.4) obteniendo:

$$R_M = \frac{3\sigma_\infty^2}{a_0} \quad (1.5)$$

o expresado en unidades astrofísicas:

$$\left(\frac{R_M}{pc}\right) = 0.81 \left(\frac{\sigma_\infty}{km/s}\right)^2 \quad (1.6)$$

La expresión anterior relaciona únicamente propiedades dinámicas del sistema astrofísico, siendo σ_∞ el valor de aplanamiento del perfil proyectado de dispersión de velocidades y R_M el radio al cual se aplanan el valor de σ . Esto solo cobra sentido si el perfil de dispersión de velocidades muestra una caída Kepleriana en la zona interna de dinámica puramente Newtoniana, y un aplanamiento en el valor de la dispersión de velocidades en las zonas más externas. En los siguientes capítulos mostraremos distintos perfiles de dispersión de velocidades proyectados con la morfología descrita anteriormente, para cúmulos globulares, galaxias elípticas y cúmulos de galaxias, y los compararemos a las expectativas de la ecuación (1.6).

1.5. Perfiles de dispersión de velocidades.

Recientemente los perfiles de varios cúmulos globulares han sido publicados por los grupos de Scarpa et al. (Scarpa et al. 2007a, 2007b, Scarpa & Falomo 2010, Scarpa et al. 2011) y Lane et al. (Lane et al. 2009, 2010a, 2010b, 2011), extendiéndose a varios radios que contienen la mitad de la luz. Los autores han mostrado ya que existe un aplanamiento en el perfil de dispersión de velocidades al cruzar el umbral de a_0 , en acuerdo con expectativas MONDianas. En Hernández et al. (2013) se mostró que los valores asintóticos de la dispersión de velocidades en los cúmulos globulares estudiados concuerda con el escalamiento esperado de $\sigma_\infty \approx (GMa_0)^{1/4}$ de gravedad MONDiana, y que el aplanamiento en estos objetos aparece antes de que se alcance el radio de marea, excluyendo así la explicación de que son las fuerzas de marea provocadas por el potencial Galáctico las que ocasionan el aplanamiento en el perfil de dispersión de velocidades. Se mostró también que un perfil proyectado de dispersión de velocidades de la forma:

$$\sigma(R) = \sigma_0 e^{-(R/R_\sigma)^2} + \sigma_\infty \quad (1.7)$$

sirve para modelar con precisión los perfiles empíricos de dispersión de velocidades, donde σ_∞ es el valor asintótico de de la dispersión de velocidades del sistema, el valor central está dado por $\sigma(0) = \sigma_0 + \sigma_\infty$, y R_σ es el radio de transición después del cual se converge al valor asintótico de σ . Cabe mencionar que mientras R_M denota el radio al cual sucede un cambio en la ley de fuerzas, R_σ representa un punto de inflexión en la caída de la curva gaussiana generada por la ecuación (1.7), por lo que estos radios, aunque muy similares, no son estrictamente iguales. Notamos además, que la expresión (1.7) recuerda a la expresión exponencial que describe un gas soportado por dispersión de velocidades, por lo que se propone a la ecuación (1.7) como función universal para perfiles de dispersión de velocidades.

Por otro lado, muestras recientes como CALIFA (Sánchez et al. 2012, Walcher et al. 2014, Sanchez et al. 2016a), ATLAS 3D (Emsellem et al. 2004, Capellari et al. 2011) y MaNGA (Bundy et al. 2015, Law et al. 2015, 2016, Yan et al. 2016a, 2016b, Wake et al. 2017), han obtenido información espectral detallada sobre la cinemática de un gran número de galaxias (667, 260, y 10,000 respectivamente) de todo tipo de morfologías. Utilizando los datos proporcionados por estas muestras, seleccionamos solamente galaxias de tipo temprano (Early Type Galaxies o ETGs) con valores bajos de V/σ para garantizar la exclusión de objetos con importante soporte por rotación y crear muestras de elípticas soportadas principalmente por presión. Los valores de V/σ han sido calculados a un radio efectivo en las tres muestras y normalizados para cada galaxia, garantizando el mismo tipo de sistemas de baja rotación. A partir de los mapas cinemáticos 2D, se extraen los perfiles radiales utilizando anillos elípticos (que en el caso de las galaxias

elípticas de baja rotación, suelen coincidir bien con las isofotas de cada objeto) y ángulos de posición extraídos de Capellari et al. (2011), Walcher et al. (2014) y Blanton et al. (2017) para ATLAS 3D, CALIFA y MaNGA respectivamente. Cabe mencionar que dada la limitada resolución espacial central de los datos, la función de dispersión de punto o PSF por sus siglas en inglés (Point Spread Function), se convoluciona con éstos, arrojando en general ajustes suaves que no ‘pican’ en el centro como uno esperaría en un perfil exponencial. Aunque la forma exacta del perfil de densidad en el núcleo de las galaxias elípticas es aún un tema de investigación actual, el resultado principal de este trabajo a partir de los ajustes de R_σ y σ_∞ no se ve afectado por los valores de la dispersión de velocidades central. Los ajustes a los perfiles de dispersión de velocidades observados se hacen utilizando el método no lineal de Levenberg-Marquardt, tomando un conjunto de parámetros iniciales escogidos a partir de los valores del perfil observado para cada clase de objeto, en donde la variación de los parámetros iniciales no induce cambios en los parámetros de ajuste, por lo que los resultados son robustos ante la selección de parámetros iniciales. El método arroja una matriz de covarianza entre los parámetros, a partir de la cual se calculan los errores en el ajuste tomando la raíz cuadrada de la diagonalización del parámetro respectivo. En general, la covarianza de σ_∞ será baja respecto a R_σ , sobre todo cuando las observaciones alcancen en extensión el doble de R_σ , por lo que podemos considerar independientes a los dos parámetros principales de este trabajo. Estudiamos los perfiles observados de las 3 clases de objetos, y a través de ajustes a los perfiles con base en la ecuación (1.7) utilizando la metodología mencionada, comparamos la validez de la predicción MONDiana de (1.6). De la misma manera, tomando la muestra de 8 cúmulos de galaxias de Ibarra-Medel & Lopez-Cruz (2011) ($0.02 < z < 0.1$), y la muestra de 58 cúmulos de galaxias del Hectospec Cluster Survey (HeCS) (Rines et al. 2013) ($0.1 < z < 0.3$), seleccionamos los objetos con buenos ajustes en el perfil de dispersión de velocidades para nuevamente estudiar las predicciones de (1.6).

1.6. Motivación y objetivos de la tesis

Como hemos discutido, diferentes propuestas de modificar la gravedad, construidas sobre las ideas originales de Milgrom, han tenido diferentes éxitos en explicar fenómenos como el aplanamiento de las curvas de rotación de galaxias espirales (Milgrom & Sanders 2007, Swaters et al. 2010; McGaugh 2012), los perfiles de dispersión de velocidades de algunos cúmulos globulares (Gentile et al. 2010; Hernandez & Jimenez 2012; Hernandez et al. 2017), galaxias enanas esferoidales (Alexander et al. 2017) y galaxias elípticas (Milgrom & Sanders 2003; Jimenez et al. 2013), así como algunos lentes gravitacionales (Milgrom 2013), por

1. INTRODUCCIÓN

mencionar algunos. Sin embargo, la solidez estadística de este tipo de estudios resulta en general pobre, dado que se estudian pocos objetos a la vez empleando una misma metodología. El caso de mayor relevancia estadística es el de la relación de aceleración radial o RAR (Radial Acceleration Relation) (McGaugh 2012, McGaugh et al. 2016, Lelli et al. 2017), en donde se ha estudiado la relación entre la distribución de materia bariónica con la aceleración gravitacional observada y la que predice MOND, en un total de 240 galaxias (153 de tipo tardío o LTGs, 25 de tipo temprano o ETGs y 62 enanas esferoidales o dSphs) al día de hoy. Cabe resaltar que las 25 ETGs del estudio anterior muestran una considerable rotación, y el empate con la RAR es considerablemente más pobre que en el caso de las LTGs. Resulta por lo tanto deseable extender este tipo de estudios a muestras más grandes y diversas, para fortalecer las evidencias estadísticas de fenomenología MONDiana. Con este propósito, buscamos construir sobre estudios anteriores de gravedad modificada en objetos soportados por presión, estudiando tres clases de sistemas (cúmulos globulares, galaxias elípticas de baja rotación y cúmulos de galaxias), y buscando poblar las muestras de cada clase con un número creciente de objetos.

Pondremos a prueba la universalidad de la ecuación (1.7), al buscar ajustar cada perfil de dispersión de velocidades observado a esta función, para las tres clases de objetos, y obtener los parámetros de relevancia cinemática en el contexto de gravedad modificada, σ_0 , σ_∞ y R_σ . Usando mediciones recientes en la dispersión de velocidades como función del radio y tomando los 3 parámetros ajustados, pondremos a prueba la validez de la ecuación (1.6) para escalas en donde la aceleración es del orden de a_0 .

Veremos si una ley de gravedad modificada es capaz de explicar el perfil de dispersión de velocidades de estas tres clases de objetos con las restricciones observacionales existentes.

Capítulo 2

Un perfil universal de dispersión de velocidades para sistemas soportados por presión

2.1. Resumen

Dentro del contexto de teorías MONDianas construídas para reproducir la dinámica galáctica en ausencia de materia oscura, uno de los argumentos más fuertes viene del éxito de MOND en reproducir las curvas de rotación de galaxias espirales e.g. Milgrom (1983), Swaters (2010), McGaugh (2012). Tanto el aplanamiento de las curvas de rotación observadas, como el escalamiento de la velocidad de rotación con la raíz cuarta de la materia bariónica total, i.e. la relación Tully-Fisher, pueden ser reproducidas con buena precisión para diferentes tamaños y tipos de espirales. Estudios más recientes muestran que la distribución de materia bariónica determina por si sola la aceleración resultante, tanto en el régimen Newtoniano como MONDiano cuando $a < a_0$ (McGaugh et al. 2016 y Lelli et al. 2017). En estos estudios sin embargo, la estimación de la masa bariónica está sujeta a distintas suposiciones e incertidumbres sistemáticas que varían para diferentes clases de sistemas astrofísicos; historias de formación estelar, fracciones de gas y polvo, funciones iniciales de masa y la presencia de poblaciones estelares complejas resultan en grandes errores empíricos en la determinación de fracciones de masa-luminosidad. Además, el éxito de tales pruebas está limitado a la morfología y al rango de masas abarcado por las galaxias espirales.

Para examinar la validez de cualquier esquema de gravedad modificada, es deseable extender el rango de las escalas astrofísicas y de la clase de objetos en las cuales dichas teorías pueden ser probadas. Con este fin, estudiamos los perfiles de dispersión de velocidades de 2 distintas clases de sistemas soportados por

2. UN PERFIL UNIVERSAL DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES PARA SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN

presión, cubriendo 7 órdenes de magnitud en masa: cúmulos globulares ($\sim 10^4 M_\odot$) y galaxias elípticas ($\sim 10^{11} M_\odot$). Asumimos que los objetos estudiados tienen nulo soporte rotacional y están completamente soportados por presión y que el impacto dinámico por interacciones gravitacionales es despreciable. Evitamos el uso de estimaciones de masas que pueden acarrear una serie de incertidumbres sistemáticas en sus obtenciones, usando únicamente datos cinemáticos que describen la morfología de los perfiles de dispersión de velocidades observados. Asumimos también que valores de dispersión de velocidades por debajo de 40 km/s no son confiables tal y como reporta el grupo de CALIFA, aunque en general esto dependerá de la señal a ruido de los datos en casos particulares, en donde la resolución espectral nominal de CALIFA pueda ser mayor. Sin embargo, dado que estamos trabajando únicamente con las elípticas de menor soporte rotacional, éstas muestran en general la mayor señal a ruido, por lo que adoptar este corte promedio es una buena suposición. La muestra completa de los 12 perfiles de dispersión de velocidades de los cúmulos globulares estudiados, así como de las 13 galaxias elípticas de CALIFA, se pueden apreciar en el apéndice B de este trabajo, así como en la versión electrónica del “Astrophysical Journal”, revista en donde fue publicado este artículo (Durazo et al. 2017). En la última figura del apéndice D se muestra una comparación del parámetro cinemático R_σ con el parámetro fotométrico R_e de las galaxias elípticas de CALIFA, con el fin de entender posibles correlaciones entre éstos. Asimismo, en el apéndice A se muestra en la tabla 4 las propiedades principales de las 13 galaxias elípticas de CALIFA seleccionadas, para poner en contexto el reducido tamaño de esta muestra en comparación a la original; cabe mencionar sin embargo, que la muestra original de CALIFA contiene un bajo número de galaxias de bajo soporte rotacional, arrojando un limitado número de objetos que cumplen con el criterio de selección $V/\sigma < 0.213$.

Encontramos que la función universal propuesta del perfil de dispersión de velocidades modela con precisión cada sistema estudiado; observamos también que las expectativas MONDianas para sistemas soportados por presión, i.e. la relación entre el radio de aplanamiento del perfil y el valor asintótico del mismo, se cumplen a través de 7 órdenes de magnitud en masa. Estos escalamientos no se esperan bajo un paradigma cosmológico Λ CDM y se requerirían de explicaciones particulares ajustadas a las escalas de cada clase de sistema astrofísico.

2.2. Artículo: A Universal Velocity Dispersion Profile for Pressure Supported Systems: Evidence for MONDian Gravity across Seven Orders of Magnitude in Mass



A Universal Velocity Dispersion Profile for Pressure Supported Systems: Evidence for MONDian Gravity across Seven Orders of Magnitude in Mass

R. Durazo¹, X. Hernandez¹, B. Cervantes Sodi², and S. F. Sánchez¹

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264 C.P. 04510 México D.F., México

²Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Campus Morelia, A.P. 3-72, C.P. 58089 Michoacán, México
Received 2016 December 2; revised 2017 February 16; accepted 2017 February 16; published 2017 March 16

Abstract

For any MONDian extended theory of gravity where the rotation curves of spiral galaxies are explained through a change in physics rather than the hypothesis of dark matter, a generic dynamical behavior is expected for pressure supported systems: an outer flattening of the velocity dispersion profile occurring at a characteristic radius, where both the amplitude of this flat velocity dispersion and the radius at which it appears are predicted to show distinct scalings with the total mass of the system. By carefully analyzing the dynamics of globular clusters and elliptical galaxies, we are able to significantly extend the astronomical diversity of objects in which MONDian gravity has been tested, from spiral galaxies to the much larger mass range covered by pressure supported systems. We show that a universal projected velocity dispersion profile accurately describes various classes of pressure supported systems, and further, that the expectations of extended gravity are met across seven orders of magnitude in mass. These observed scalings are not expected under dark matter cosmology, and would require particular explanations tuned at the scales of each distinct astrophysical system.

Key words: galaxies: fundamental parameters – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: star clusters: general – gravitation – stars: kinematics and dynamics

Supporting material: figure sets

1. Introduction

Within the context of modified gravity theories constructed to yield galactic dynamics in the absence of dark matter, one of the most convincing supporting arguments comes from the success of MOND in reproducing rotation curves of spiral galaxies (Milgrom 1983; Swaters et al. 2010; McGaugh 2012). Both the flatness of the observed spiral rotation curves and the scaling of the asymptotic rotation with the fourth root of the total baryonic content, i.e., the Tully–Fisher relation, can be accurately reproduced across spiral galaxy sizes and types, as well as the overall shapes and correlations between observed features in the baryonic distribution and small kinematic irregularities (Sanders & McGaugh 2002; Famaey & McGaugh 2012; Rodrigues et al. 2014; Lelli et al. 2017). However, such successful tests are restricted to the range of mass scales and morphology of spiral galaxies.

To test the validity (or lack thereof) of MONDian gravity schemes, it is desirable to extend the diversity of astrophysical systems over which these ideas can be probed. To do this, we give the expected kinematic profiles for two different types of pressure supported systems, astrophysical objects with baryonic masses spanning from $10^4 M_\odot$ for globular clusters, to $10^{11} M_\odot$ for elliptical galaxies.

By the term “MONDian gravity,” we shall refer to any extended gravity theory where at $a > a_0$ scales Newtonian gravity is recovered, while the $a < a_0$ regime reproduces MOND dynamics, at the $v \ll c$ limit, where a_0 is Milgrom’s acceleration of $1.2 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$ (Bekenstein 2004; Capozziello & de Laurentis 2011; Mendoza et al. 2013; Verlinde 2016). Generically for such theories, beyond a radius given by $R_M = (GM/a_0)^{1/2}$, centrifugal equilibrium velocities will become flat at a level of $V = (GMa_0)^{1/4}$ (Milgrom 1983). Similarly, for pressure supported systems, beyond around R_M , velocity dispersion profiles will stop falling along Newtonian expectations and flatten out at a

level of $\sigma_\infty = V/3^{1/2}$, with M the total baryonic mass of a rapidly converging astrophysical system (Milgrom 1984; Hernandez & Jiménez 2012).

Recently, McGaugh et al. (2016) and Lelli et al. (2017) used the SPARC rotation curve and photometry database, to show that the baryonic mass distribution alone directly determines the resulting acceleration, along Newtonian expectations in the high acceleration regime, and along MONDian ones when $a < a_0$. A similar study that also reached conclusions in support of MONDian dynamics, but using structural, dynamical, and mass determinations for a range of elliptical galaxies, is that of Dabringhausen et al. (2016). Baryonic mass determinations in the above studies however, are subject to numerous assumptions, as well as uncertainties and systematics, which vary for differing classes of astrophysical systems. Hard to determine gas fractions, star formation histories, the presence of multiple and complex stellar populations, and unknown stellar mass functions imply that mass-to-light ratios and their radial variations are subject to large empirical errors.

Here we take a complementary approach, using only kinematical data and avoiding any dynamical physical assumptions or mass estimates in deriving the parameters we study, concentrating merely on the shape of observed projected velocity dispersion profiles. The expected theoretical scalings of both R_M and σ_∞ with M imply that the mass can be eliminated to obtain $R_M \propto \sigma_\infty^2$, a relation between the parameters of the directly observable velocity dispersion profiles which can now be directly tested.

By analyzing velocity dispersion profiles from Galactic globular clusters recently observed by Scarpa et al. (2007a, 2007b), Scarpa & Falomo (2010), and Scarpa et al. (2011), henceforth the Scarpa et al. group, and Lane et al. (2009, 2010a, 2010b), Scarpa et al. (2007b), and Lane et al. (2011), henceforth the Lane et al. group, and elliptical galaxies having high quality 2D kinematics by

Sánchez et al. (2016b), using data from the CALIFA project (Sánchez et al. 2012; Walcher et al. 2014; Sánchez et al. 2016a), we show that a universal projected velocity dispersion profile $\sigma(R) = \sigma_0 e^{-(R/R_\sigma)^2} + \sigma_\infty$ adequately serves to model the two distinct classes of astrophysical systems. Further, a scaling of $R_M \propto \sigma_\infty^n$ ensues, with $n = 1.89 \pm 0.32$, compatible with the generic expectations of MONDian gravity models of $n = 2$.

In Section 2, we present the development of simple first order predictions for the large scale velocity dispersion expected under MONDian gravity, and the corresponding scalings between the parameters describing such velocity dispersion profiles for pressure supported systems. Section 3 includes a description of the data used for sets of velocity dispersion profiles for globular clusters and elliptical galaxies, together with the fitting procedure and parameters obtained for the universal velocity dispersion profile proposed. In Section 4, we show how the two sets of systems treated, spanning seven orders of magnitude in mass, follow the proposed universal velocity dispersion profile, and also show how the flattening radii follow an overall scaling consistent with being proportional to the square of the asymptotic velocity dispersion, as predicted generically under MONDian gravity. Section 5 summarizes our conclusions.

2. MONDian Theoretical Expectations

Thinking of modified gravity in terms of a Newtonian force law implies a change of regime from the Newtonian expression of $F_N = GM/r^2$ to $F_M = (GMa_0)^{1/2}/r$, occurring at scales of $R_M = (GM/a_0)^{1/2}$, if one wants to model observed galactic dynamics in the absence of any dark matter (Milgrom 1983). The details of the transition are not clear beyond the requirements from consistency with solar system dynamics (Mendoza et al. 2011), Milky Way rotation curve comparisons (Famaey & Binney 2005), and Galactic globular cluster modeling (Hernandez & Jiménez 2012), for the transition to be fairly abrupt. Under such schemes, centrifugal equilibrium velocities will tend to the Tully–Fisher value of:

$$V = (GMa_0)^{1/4}, \quad (1)$$

for test particles orbiting a total baryonic mass M . Under the MONDian regime, the relation between centrifugal equilibrium velocities and isotropic velocity dispersion will be only slightly modified with respect to the Newtonian case, to yield:

$$\sigma_\infty = V/\sqrt{3}, \quad (2)$$

e.g., Milgrom (1984) and Hernandez & Jiménez (2012). Thus, we can write the isotropic Maxwellian velocity dispersion of a pressure supported system in the MONDian regime as:

$$\sigma_\infty^2 = \frac{1}{3}(GMa_0)^{1/2}. \quad (3)$$

To extend the range over which MONDian dynamics can be tested to the much larger ones over which pressure supported systems appear would require observations of σ_∞ and independent inferences of the total baryonic mass of various systems, to directly test the validity of Equation (3). Any such undertaking will be hindered by the large theoretical uncertainties in total (and radially changing) mass-to-light ratios, uncertain gas fractions, and details of the relevant IMFs and star formation histories which, to make matters worse, vary significantly from the “simple” cases of globular clusters to the

more complex histories of elliptical galaxies. One can circumvent such uncertainties and obtain a simpler empirical test by eliminating M from the above equation in favor of R_M to yield:

$$R_M = \frac{3\sigma_\infty^2}{a_0}, \quad (4)$$

which in astrophysical units reads:

$$\left(\frac{R_M}{\text{pc}}\right) = 0.81 \left(\frac{\sigma_\infty}{\text{km s}^{-1}}\right)^2. \quad (5)$$

The above expression now relates only features of the kinematic velocity dispersion profile of an astronomical system, as σ_∞ will be the large scale asymptotic projected velocity dispersion profile, and R_M will be the radial scale at which the velocity dispersion profile becomes flat. The above will only make any sense if observed velocity dispersion profiles do indeed show such morphology, for a decline in an inner Newtonian region, and a transition to a flat velocity dispersion regime on crossing the R_M threshold.

We are inspired to attempt such a comparison across the range of scales covered by pressure supported systems by recent results coming from the observed velocity dispersion profiles of Galactic globular clusters (Scarpa & Falomo 2010; Scarpa et al. 2011) showing precisely such a morphology, and recently shown to comply with Tully–Fisher MONDian expectations (Hernandez et al. 2013a). Further, Desmond (2017) recently demonstrated, through an extensive sample of rotation curve observations and baryonic mass inferences across sizes and galactic types, that the inferred mass discrepancy acceleration relation is consistent with MONDian expectations.

In the following section we show a number of velocity dispersion profiles having precisely the morphology described above, for Galactic globular clusters and elliptical galaxies, which in Section 4 we compare to the expectations of Equation (5).

Notice also that multiplying Equations (3) and (4) and substituting M on the right hand side for σ_∞ , the resulting combination of parameters $R_M \sigma_\infty^2 = GM/3$ is highly reminiscent of the corresponding Newtonian expression, changing R_M for the half mass-radius, and σ_∞ for the central velocity dispersion of a purely Newtonian system (Cappellari et al. 2006; Wolf et al. 2010).

In the above we have assumed that the total baryonic mass has essentially converged, and on reaching the flat dispersion velocity region the potential of the system in question can be treated as a point mass, consistent with the validity of Newton’s theorems for spherically symmetric mass distributions also under MONDian gravity (e.g., Mendoza et al. 2011), and that the dynamical tracers from which σ_∞ is calculated behave as test particles. Although this will never be strictly true, it will hold to a good approximation, given the very centrally concentrated mass profiles of, e.g., Galactic globular clusters and the inferred density profiles of close to the de Vaucouleurs surface brightness of elliptical galaxies. Indeed, pressure supported systems have been accurately modeled recently in the MONDian regime, simultaneously reproducing the observed surface brightness profiles and the measured velocity dispersion ones, e.g., Galactic globular clusters by Gentile et al. (2010), the giant elliptical galaxy NGC4649 by Jiménez et al. (2013), and tenuous galactic

stellar halos by Hernandez et al. (2013b), all in absence of any otherwise dominant dark matter component. More recently, Chae & Gong (2015) studied the predicted distribution of velocity dispersion profiles (VDP) for elliptical galaxies and found that their MONDian models could reproduce the observed distribution of VDP slopes requiring only the observed stellar mass, without any dark matter, and Tian & Ko (2016) concluded that the dynamics of seven elliptical galaxies, as traced by stellar and planetary nebulae, could be well explained by MOND. The issue remains controversial, as some studies have found dark matter halos to be a better fit than MOND in elliptical galaxies (Richtler et al. 2008; Samurović 2014, 2016).

3. Empirical Velocity Dispersion Profiles

3.1. Galactic Globular Clusters

In data recently available from the Scarpa et al. group and the Lane et al. group, not only the central values, but also the radial projected velocity dispersion profiles for several systems have been published, extending out to several half-light radii. As first mentioned by the Scarpa et al. group, a flattening of the velocity dispersion profiles for Galactic globular clusters appears on crossing the a_0 acceleration threshold, in accordance with MONDian gravity expectations. In Hernandez & Jiménez (2012) some of us recently modeled the above globular cluster data to construct self-gravitating models for the systems studied, where both the projected surface brightness profiles and the observed velocity dispersion profiles have been accurately reproduced, using a modified gravity force law of the type described in Section 2. Further, in Hernandez et al. (2013a) we showed that the asymptotic velocity dispersion values for the clusters treated actually match the expected scaling of $\sigma_\infty \approx (GMa_0)^{1/4}$ of MONDian gravity, through comparison with stellar synthesis models tuned to the ages and metallicities of each of the individual globular clusters studied. In the above works we also showed that an empirical projected velocity dispersion profile of the form:

$$\sigma(R) = \sigma_0 e^{-(R/R_\sigma)^2} + \sigma_\infty \quad (6)$$

serves to accurately model the reported velocity dispersion profiles of Galactic globular clusters. In Equation (6), σ_∞ is the asymptotic value for the system’s velocity dispersion; the central value for this quantity is given by $\sigma(0) = \sigma_0 + \sigma_\infty$, and R_σ gives a transition radius beyond which the asymptote is rapidly approached.

Here we include again the fits to the data of the Scarpa et al. and Lane et al. groups to Equation (6). We use a nonlinear least squares Levenberg–Marquardt algorithm to estimate the parameters, and obtain self-consistent 1σ confidence intervals, which are reported in Table 1. We have trimmed the total sample used in Hernandez et al. (2013a) to 12 globular clusters where the relative errors in the fitted parameters are, in all cases, smaller than 50%. This excludes four globular clusters with poorly determined velocity dispersion profiles, also keeping the globular cluster sample from growing much beyond the numbers of available well measured systems in the category of low rotation elliptical galaxies. This last, to ensure that the systematics relevant to any particular class of objects do not dominate and bias the overall comparisons we attempt.

Figure 1 provides the observed velocity dispersion profiles for the Galactic globular clusters of our sample with the best fit to Equation (6) for each system, showing clearly an excellent empirical representation of the measured profiles. A clear decline in the Newtonian inner region is evident, followed by a transition to a “Tully–Fisher” flat asymptote.

3.2. Elliptical Galaxies

A sample of low rotation elliptical galaxies was obtained from Sánchez et al. (2016b), in which 200 radial 2D velocity dispersion profiles were produced from the second data release of the CALIFA survey (Sánchez et al. 2012; Walcher et al. 2014; Sánchez et al. 2016a) using the PIPE 3D tool. To ensure that the selected sub-sample was composed of systems with the least dynamical support besides velocity dispersion, we selected galaxies based on their morphology (E0-E3). Our sample comprises only extremely slow rotators, with an average value of a maximum rotation velocity to central sigma per galaxy of $V_{\max} \sigma_0 = 0.213$, very early type systems with negligible total gas content.

We use data directly obtained from Sánchez et al. (2016b), consisting of 2D radial stellar velocity dispersion observations with their respective uncertainties, as well as associated flux for a correct weighted statistical development. From the 2D velocity dispersion observations we extract a projected radial velocity dispersion representation. Due to the large number of pointings in each galaxy, we averaged the projected velocity dispersion observations within 20 radial bins (Figure 2), each with a corresponding 1σ dispersion that greatly overshadows the intrinsic observational error for each data point. In spite of the high 1σ dispersion toward the center of the galaxies, we adopt this method for statistical consistency with the globular clusters treated. Monte Carlo generated errors for each data point are only about 15 km s^{-1} , while the radial bin average confidence intervals can reach up to 50 km s^{-1} . As described in Sánchez et al. (2016a, 2016b) velocity dispersion measurements of under 40 km s^{-1} from the middle resolution setup V1200 are not reliable, so we have discarded these data points in our estimates. Using again a nonlinear least squares Levenberg–Marquardt algorithm, we fit the proposed universal function of Equation (6) to the projected velocity dispersion profiles and obtain optimal parameters as well as their respective confidence intervals. After discarding various systems with poorly determined parameters, with fractional errors larger than 50% in the fitted parameters, we compile a final sample of 13 elliptical galaxies, as reported in Table 1.

Figure 2 shows the radial binning of the projected 2D radial velocity dispersion of the elliptical galaxies in the sample, as well as the best fit to the universal function of Equation (6). Note again the suitability of the fits in all cases.

Although the general fit of the proposed universal velocity dispersion profile is clearly very good across the range of objects treated (see the full figure set), especially toward the flattened outer regions, it is also clear that in a number of both globular clusters and elliptical galaxies, a slight central enhancement in the data with respect to the fitted function appears. These cuspy velocity dispersion profiles, e.g., the globular cluster NGC 2419 and elliptical galaxies NGC 0962 and NGC 1060, could signal the presence of a central black hole. This is a common feature in early type galaxies, and could also appear in globular clusters. For example, Baumgardt (2017) recently concluded from dynamical studies of NGC

Table 1
Parameters for Velocity Dispersion Profiles of the the Pressure Supported Systems

Type of system	Identification	σ_0 (km s ⁻¹)	σ_∞ (km s ⁻¹)	R_σ (pc)
Globular Cluster	NGC 0104	4.5 ± 0.4	5.0 ± 0.1	14.8 ± 0.9
Globular Cluster	NGC 1851	4.1 ± 1.7	3.9 ± 0.4	7.9 ± 2.3
Globular Cluster	NGC 1904	2.4 ± 0.6	2.0 ± 0.4	10.3 ± 3.3
Globular Cluster	NGC 2419	4.7 ± 0.8	1.0 ± 0.4	1.8 ± 0.3
Globular Cluster	NGC 5139	8.0 ± 0.7	7.2 ± 0.4	16.7 ± 1.9
Globular Cluster	NGC 6171	1.4 ± 0.4	2.7 ± 0.2	3.8 ± 1.1
Globular Cluster	NGC 6218	3.3 ± 0.9	1.4 ± 0.5	4.7 ± 1.2
Globular Cluster	NGC 6341	3.8 ± 0.7	3.1 ± 0.4	6.9 ± 1.4
Globular Cluster	NGC 6656	3.8 ± 1.3	3.3 ± 0.8	7.4 ± 1.7
Globular Cluster	NGC 6752	3.5 ± 0.8	2.0 ± 0.3	10.7 ± 1.4
Globular Cluster	NGC 7078	5.1 ± 1.0	3.0 ± 0.3	8.7 ± 1.7
Globular Cluster	NGC 7099	1.8 ± 0.5	2.2 ± 0.3	6.2 ± 2.3
Elliptical Galaxy	NGC 0155	87.6 ± 25.5	69.1 ± 25.4	(8.4 ± 3.6) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 0677	103.6 ± 24.4	91.4 ± 16.7	(4.3 ± 1.6) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 0731	129.0 ± 26.9	41.6 ± 6.6	(1.4 ± 0.2) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 0938	124.0 ± 25.8	59.0 ± 7.0	(2.9 ± 0.5) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 0962	116.3 ± 22.5	57.3 ± 8.5	(3.7 ± 0.8) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 1026	123.6 ± 37.7	98.8 ± 8.8	(1.8 ± 0.4) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 1060	165.6 ± 18.8	79.5 ± 16.7	(9.7 ± 2.0) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 4841A	111.7 ± 46.7	129.9 ± 8.9	(3.2 ± 1.4) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 5198	163.6 ± 27.3	53.8 ± 14.7	(1.5 ± 0.2) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 5216	105.1 ± 28.3	50.2 ± 9.6	(1.2 ± 0.3) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 6515	85.6 ± 24.3	88.4 ± 13.5	(5.8 ± 2.2) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 7194	110.4 ± 33.6	132.3 ± 18.7	(8.0 ± 3.2) × 10 ³
Elliptical Galaxy	NGC 7619	151.3 ± 21.8	100.3 ± 14.7	(4.6 ± 0.9) × 10 ³

Note. The first two columns give the object class and identifier for the systems studied. The following three entries show the parameters of the fits to the observed projected velocity dispersion profiles and their confidence intervals. Data from the Scarpa et al. group and the Lane et al. group for Galactic globular clusters, and data from the CALIFA collaboration for elliptical galaxies.

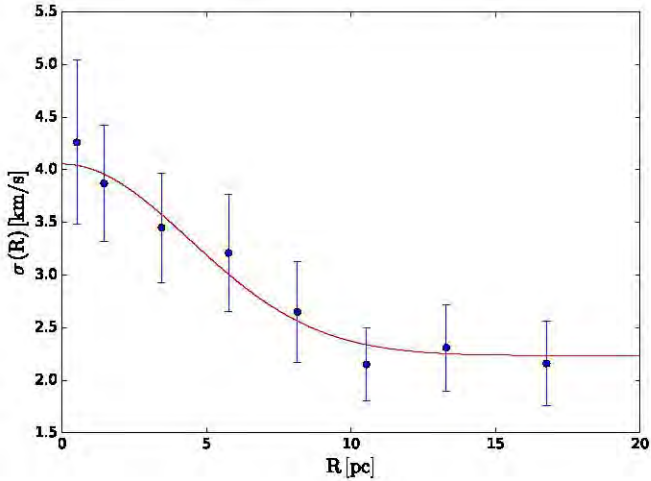


Figure 1. Projected velocity dispersion observations with confidence intervals for all 12 globular clusters of our sample, as a function of radial distance in the system, with vertical error bars showing the 1σ dispersion at each radial bin. The solid curve gives the best fit to the universal profile proposed.

(The complete figure set (12 images) is available.)

5139 that this cluster likely harbors a 40,000 solar mass black hole in its center. From Figure 1 we see that indeed, this particular system shows the most prominent central velocity dispersion excess with respect to the universal profile fitted of all the globular clusters treated.

Fortunately, these inner velocity dispersion excesses are very central features which do not affect the determinations of R_σ or

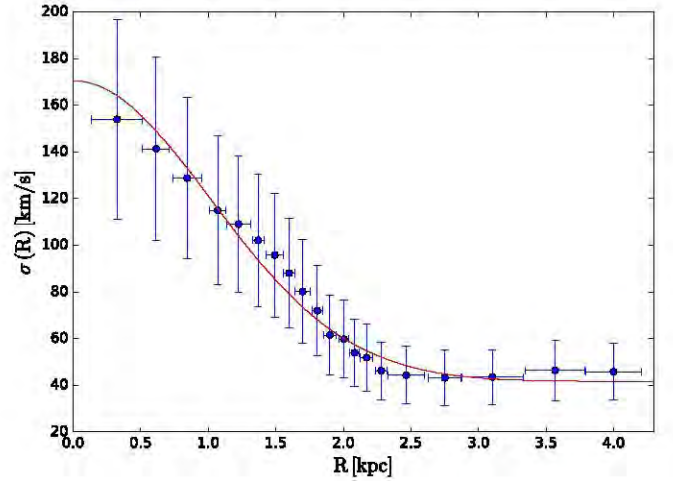


Figure 2. Projected velocity dispersion profiles for the 13 elliptical galaxies of our sample, as a function of radial distance in the system, with vertical error bars showing the 1σ dispersion at each radial bin. The solid curve gives the best fit to the universal profile proposed.

(The complete figure set (13 images) is available.)

σ_∞ , the parameters that can be associated to MONDian dynamical predictions.

4. Comparisons with MONDian Expectations

Comparing Figures 1 and 2, we see that although the physical scale is changing from pc to kpc, the velocity profiles

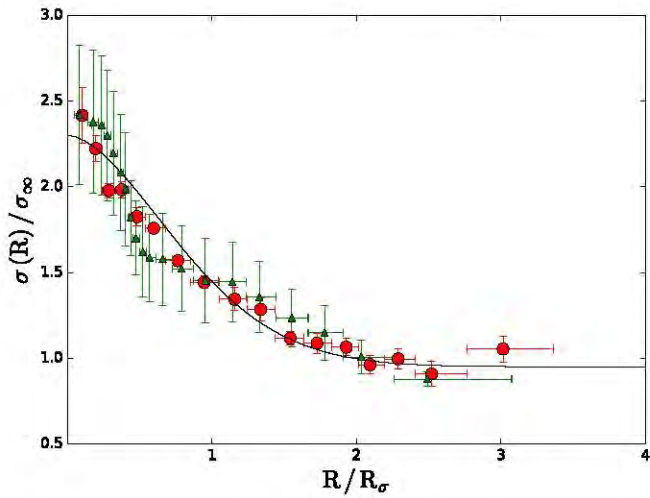


Figure 3. Observed projected velocity dispersion profiles in units of the corresponding σ_∞ values as a function of radius normalized to the corresponding R_σ values, for two distinct systems. Red circles correspond to measurements for the Galactic globular cluster NGC 5139, with a central velocity dispersion of 15.2 km s^{-1} and $R_\sigma = 16.7 \text{ pc}$. Green triangles correspond to the elliptical galaxy NGC 0677, with a central velocity dispersion of 195 km s^{-1} and $R_\sigma = 4.3 \text{ kpc}$. The consistency of the two scaled projected velocity dispersion profiles is evident, despite the range of scales covered by the comparison.

of globular clusters and ellipticals can both be fitted adequately by the same family of functions. Further, while the peak σ_0 is on average different for globular clusters and ellipticals when scaled with σ_∞ , the transition from a declining velocity profile to a flat one emerges with remarkable consistency at a scaled radius of $R/R_\sigma \sim 2$.

From Equation (6) we see that the central velocity dispersion values, given by $\sigma(0) = \sigma_0 + \sigma_\infty$, span two orders of magnitude, with the scale radii R_σ covering three orders of magnitude, and the total baryonic masses going from a few $10^4 M_\odot$ scale for the smallest Galactic globular clusters to $10^{11} M_\odot$ for the elliptical galaxies. If we now scale the projected velocity dispersion profiles of the various systems presented in the previous section, and consider $\sigma(R)/\sigma_\infty$ as a function of R/R_σ for each profile, only one degree of freedom remains, given by the central velocity dispersion, $\sigma(0)/\sigma_\infty$.

Therefore, if we choose distinct systems having equal $\sigma(0)/\sigma_\infty$ values, they should look identical in a $\sigma(R)/\sigma_\infty$ versus R/R_σ plot. Figure 3 shows the scaled velocity dispersion profiles of two different systems chosen to have very similar $\sigma(0)/\sigma_\infty$ values. Circles correspond to the Galactic globular cluster NGC 5139, while triangles represent data for the elliptical galaxy NGC 0677. The solid line shows a fit to Equation (6) for the combined data set. The self-similarity of the two quite distinct pressure supported systems is evident; once scaled, both observed velocity dispersion data samples are consistent with each other to within their respective confidence intervals. Actual physical radial scales vary from $R_\sigma = 16.7 \text{ pc}$ of the globular cluster shown to $R_\sigma = 4.3 \text{ kpc}$ of the elliptical galaxy. We see pressure supported systems as showing a simple empirical kinematic profile across many orders of magnitude in scale and distinct classes of systems.

Despite the overlap evident in Figure 3, typically we find velocity dispersion profiles for elliptical galaxies to be rather flat, while those of Galactic globular clusters tend to be steeper. This is illustrated in Figure 4, which is analogous to Figure 3, but shows more typical examples for the two astrophysical

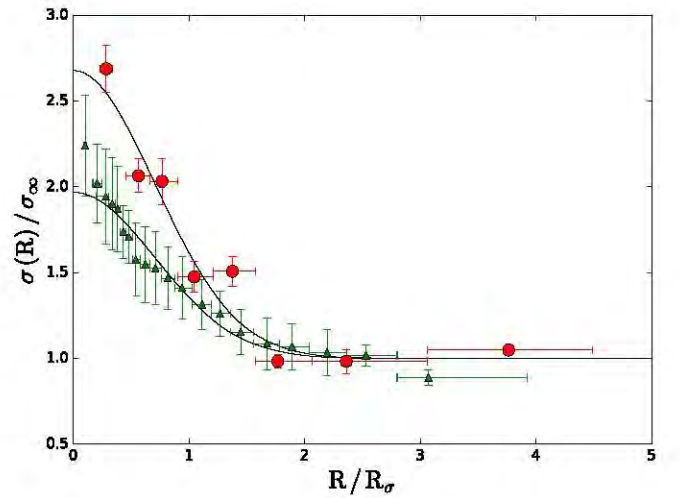


Figure 4. Observed projected velocity dispersion profiles in units of the corresponding σ_∞ values as a function of radius normalized to the corresponding R_σ values, for two distinct systems. Red circles correspond to measurements for the Galactic globular cluster NGC 7078, with a central velocity dispersion of 8.1 km s^{-1} and $R_\sigma = 8.7 \text{ pc}$. Green triangles show the elliptical galaxy NGC 6515, with a central velocity dispersion of 174 km s^{-1} and $R_\sigma = 5.8 \text{ kpc}$. The two scaled profiles can be modeled through the same functional form of the proposed universal profile. The figure also shows the tendency for the scaled profiles of elliptical galaxies to be flatter and for globular clusters to be steeper.

systems analyzed, the Galactic globular cluster NGC 7078 and the elliptical galaxy NGC 6515. Although the same functional form is evident, the degree of central concentration clearly varies as mentioned above.

Regarding Galactic globular clusters, it has been suggested that the flattening of the velocity dispersion profiles could be due to standard Newtonian physics, in particular tidal heating from the overall Milky Way potential (Küpper et al. 2010). Fortunately, 10 of the globular clusters included in our study form part of a wider sample for which not only distances, but also well measured proper motions are available. Indeed, Allen et al. (2006, 2008) calculated orbital properties for a large sample of 54 Galactic globular clusters within a fully consistent Newtonian galactic model including baryonic disk, bulge, and stellar halo, as well as a dominant dark matter halo. In those studies, the authors calculate detailed tidal radii for all globular clusters, not under any “effective mass” approximation, but through fully calculating the derivative of the total Galactic gravitational force, including evaluating the gradients in acceleration across the extent of the clusters, along the entire orbital trajectories.

In Hernandez et al. (2013a) one of us used fits to Equation (6) to obtain R_σ for Galactic globular clusters including the ones in our present study, with the exception of NGC 2419, to compare with the Newtonian tidal radii of Allen et al. (2006, 2008). For the globular clusters in our present study (excluding NGC 2419) the ratio of the Newtonian tidal radii—at peri-Galacticon—to R_σ ranges from between 3 and 14.7, with a mean value of 7.1. Thus, it appears extremely unlikely that Newtonian tides are responsible for the flattening observed. The case of NGC 2419 is also clear, proper motions have only recently become available due to the extreme distance at which it finds itself, Massari et al. (2017) provided the first proper motion studies for this cluster and orbital integration within a Newtonian Galactic potential to show its galactocentric radius oscillates between 53 and 98 kpc, making it highly insensitive to Galactic tides. In going to MONDian

schemes, as the gravitational force falls with R^{-1} rather than R^{-2} , its gradient is much reduced, and Galactic globular clusters become more robust to Galactic tides than under Newtonian dynamics (e.g., Hernandez & Jiménez 2012), justifying their treatment here as isolated systems.

For the case of the elliptical galaxies in the sample, we use two different criteria to determine interaction and isolation. The first comes directly from the morphological classification of the CALIFA 3rd data release, which is essentially a visual examination of the optical images of each object made by five different CALIFA members, where signs of mergers or interactions were sought. All our sample galaxies except one, NGC 4841A, appear as isolated under this criterion. In a second test, the f parameter discussed in Varela et al. (2004) is calculated for all CALIFA galaxies (Walcher et al. 2014), which is an estimate of the logarithmic ratio between inner and tidal forces acting upon each galaxy, given in terms of the projected distance between target and neighbor galaxies, the size of the target galaxy and the ratio of their masses as estimated from total luminosities assuming a constant mass-to-light ratio. Galaxies with f values lower than -4.5 are considered completely isolated, while galaxies with $f < -2$ are considered as not affected by tidal forces of their neighboring galaxies. Again, all the galaxies from our sample except for NGC 4841A show f values lower than -2 , indicating no tidal effects are evident upon them. In the case of NGC 4841A, which shows clear visual signs of interaction and has a value of $f = -0.01$, a distinct perturbation in its velocity dispersion profile observations can be observed at around 12–14 kpc. The fit shown includes this slightly perturbed region, indicating the robustness of the fit to details; excluding all data beyond 12 kpc yields fit parameters well within the reported confidence intervals of those resulting from using the full data sample.

Other Newtonian explanations for the flattening in the globular cluster velocity dispersion profiles have been put forward in the literature, e.g., Kennedy (2014) showed that internal N -body relaxation processes can yield results consistent with observations. However, under any Newtonian explanation, it would then be down to a curious coincidence that the amplitude of σ_∞ should scale with the total mass of the clusters in question (as inferred from detailed population synthesis models tuned to the particular ages and metallicities of each from McLaughlin & van der Marel 2005) consistent with MONDian “Tully–Fisher” expectations (Equation (3)) as shown in Hernandez et al. (2013a).

We end this section with Figure 5, which contains the principal result of our study. The figure shows R_σ and σ_∞ values for the fits to both of the pressure supported systems treated, in a logarithmic plane. The systems shown cover a range of 1.4–165.6 km s $^{-1}$ in central velocity dispersion and 1.8 pc–9.7 kpc in the scale radius R_σ . The two distinct classes of objects are evident, with the small Galactic globular clusters appearing at the low σ_∞ extreme as circles and triangles giving results for elliptical galaxies. The solid line is not a fit to the data but gives the $R_M = 3\sigma_\infty/a_0$ prediction of MONDian gravity of Equation (4).

In going from volumetric velocity dispersion profiles to the observable projected velocity dispersion profiles, various projection effects intervene, in ways that depend on the details of the degree of central concentration of the volumetric velocity dispersion profile, and the real space density profiles of the tracers being analyzed (Hernandez & Jiménez 2012; Jiménez et al. 2013; Tortora et al. 2014). Such details of the integration,

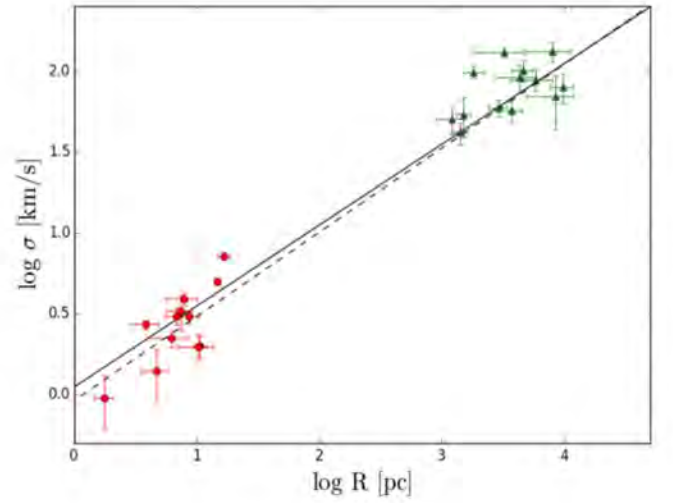


Figure 5. σ_∞ vs. R_σ values for both of the systems treated; red circles for Galactic globular clusters and green triangles for low rotation elliptical galaxies, in a logarithmic plane. The solid line is not a fit to the data; it rather shows the MONDian expectations of Equation (4) for the predicted scaling of $R_M = 3\sigma_\infty^2/a_0$, $R_M/\text{pc} = 0.81(\sigma_\infty/\text{km s}^{-1})^2$. A linear regression fit (dashed line) gives $R_\sigma = (0.73 \pm 0.13)\sigma_\infty^{1.89 \pm 0.32}$, clearly compatible with the theoretical expectation under the identification of $R_\sigma = R_M$.

implicit in obtaining the line of sight projected profiles we treat, necessarily introduce changing systematics across both classes of systems, from the centrally peaked kinematics of globular clusters to the flatter ones of elliptical galaxies. To the above, we must add the systematics inherent to any comparison across such distinct astrophysical systems over such a range of distances and observational techniques as what we are attempting here. We thus find the physical interpretation presented here to be encouraging—that the overall trend evident in Figure 5 can be clearly well represented by the predictions of Equation (4), under the natural identification of $R_\sigma = R_M$, with the transition to the flat velocity dispersion regime being given by the length scale of MONDian gravity.

We also performed a weighted linear fit to the data in Figure 5 to equation:

$$\left(\frac{R_\sigma}{\text{pc}}\right) = A \left(\frac{\sigma_\infty}{\text{km s}^{-1}}\right)^n. \quad (7)$$

Such a linear fit to the full data set of Figure 5, shown by the dashed line, yields $A = 0.73 \pm 0.13$ and $n = 1.89 \pm 0.32$, in clear accordance with the MONDian predictions of Equation (5) for $A = 0.81$ and $n = 2$. The corresponding fit to only the elliptical galaxies is largely unconstrained, but if we consider only the globular clusters we obtain $A_{\text{GC}} = 1.54 \pm 2.35$ and $n_{\text{GC}} = 1.45 \pm 1.12$. This is not in conflict with the predictions of Equation (5), although the overall trend is clearly driven by the positions of the two clouds of points coming from the two distinct scale limited classes considered.

Under Newtonian gravity, the flattening observed in elliptical velocity dispersion profiles, where tides are not relevant, would be interpreted as evidence for a dark matter halo, and the consistency of $R_\sigma \propto \sigma^2$ of Figure 5 would be interpreted as another curious coincidence down to the details of biasing and stellar feedback.

Within MOND as such, for systems under the influence of an external gravitational field, a regime change is expected

according to whether the internal acceleration of the system in question is smaller or larger than the external one. In fact, if the external acceleration dominates and is larger than a_0 , the system being treated will behave in an essentially Newtonian manner, even if internal accelerations are well below a_0 (Famaey & McGaugh 2012). While not relevant for elliptical galaxies, the collection of Galactic globular clusters treated here span the above MOND transition. Some of the closer ones would be expected to be affected by this so called external field effect, while the more distant, e.g., NGC 2419, would be exempt from it (Sanders 2012). From Figure 5, it is clear that all clusters are consistent with the first order MONDian expectations of Equation (4), regardless of their galactocentric distances. Our results hence appear to support generic MONDian schemes where the external field effect might not appear, or result in milder distortions than what appear in MOND, e.g., Verlinde (2016) or Barrientos & Mendoza (2016).

It appears that a unique gravitational physics applies, with a clear transition radius at an R_M scale where the decline of the inner Newtonian $R < R_M$ region gives way to the ‘‘Tully–Fisher’’ $\sigma(R) \propto (GMa_0)^{1/4}$ of the outer MONDian region; regardless of the fact that we start with self-gravitating systems of stars at pc scales, to the much larger ellipticals at kpc scales.

Increasing our sample size and extending the sample with other types of pressure supported systems, e.g., dSphs, to validate our conclusions, is evidently a desirable development, but must be undertaken with care to keep the number of objects at each class considered relatively balanced and make sure that the systematics inherent to any particular class are not biasing conclusions. Similarly, filling the gap present at σ_∞ values of between 10 and 40 km s⁻¹ would be highly desirable.

5. Conclusions

A universal projected velocity dispersion profile of $\sigma(R) = \sigma_0 e^{-(R/R_\sigma)^2} + \sigma_\infty$ has been shown to accurately model two distinct classes of astronomical systems: globular clusters and low rotation elliptical galaxies.

MONDian gravity generically predicts $R_M = 3\sigma_\infty^2/a_0$, R_M pc = 0.81(σ_∞ km s⁻¹)². Data across seven orders of magnitude in mass give R_σ pc = $A(\sigma_\infty$ km s⁻¹)ⁿ, with $A = 0.73 \pm 0.13$ and $n = 1.89 \pm 0.32$.

Thus, in spite of significant observational uncertainties and varying projection effects across apparently very different classes of astronomical systems, the identification of the local physical R_M radius with the empirical projected kinematic R_σ parameter yields results consistent with generic modified gravity expectations, where gravitational anomalies in the $a < a_0$ regime stem from changes in the physics and not a hypothetical dark matter component.

The authors acknowledge constructive criticism from an anonymous referee as important toward reaching a clearer and more complete revised version of this manuscript. X.H. acknowledges financial assistance from UNAM DGAPA grant IN100814. R.D. acknowledges financial assistance from a CONACyT scholarship. B.C.S. acknowledges financial support through PAPIIT project IA103517 from DGAPA-UNAM. S.F. S. thanks the CONACyT-125180, DGAPA-IA100815 and DGAPA-IA101217 projects for providing him support in this study.

References

- Abell, G. O. 1958, *ApJS*, **3**, 211
- Allen, C., Moreno, E., & Pichardo, B. 2006, *ApJ*, **652**, 1150
- Allen, C., Moreno, E., & Pichardo, B. 2008, *ApJ*, **674**, 237
- Barkhouse, W. A., Yee, H. K. C., & López-Cruz, O. 2007, *ApJ*, **671**, 1471
- Barrientos, E., & Mendoza, S. 2016, arXiv:1612.07970
- Baumgardt, H. 2017, *MNRAS*, **464**, 2174
- Bekenstein, J. D. 2004, *PhRvD*, **70**, 083509
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press), 747
- Bower, R. G., Lucey, J. R., & Ellis, R. S. 1992, *MNRAS*, **254**, 601
- Capozziello, S., & de Laurentis, M. 2011, *PhR*, **509**, 167
- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., et al. 2006, *MNRAS*, **366**, 1126
- Chae, K.-H., & Gong, I.-T. 2015, *MNRAS*, **451**, 1719
- Dabringhausen, J., Kroupa, P., Famaey, B., & Fellhauer, M. 2016, *MNRAS*, **463**, 1865
- Desmond, H. 2017, *MNRAS*, **464**, 4160
- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., et al. 2011, *MNRAS*, **414**, 888
- Emsellem, E., Cappellari, M., Peletier, R. F., et al. 2004, *MNRAS*, **352**, 721
- Famaey, B., & Binney, J. 2005, *MNRAS*, **363**, 603
- Famaey, B., & McGaugh, S. S. 2012, *LRR*, **15**, 10
- Gentile, G., Famaey, B., Angus, G., & Kroupa, P. 2010, *A&A*, **509**, A97
- Hernandez, X., & Jiménez, M. A. 2012, *ApJ*, **750**, 9
- Hernandez, X., Jiménez, M. A., & Allen, C. 2013a, *ApJ*, **770**, 83
- Hernandez, X., Jiménez, M. A., & Allen, C. 2013b, *MNRAS*, **428**, 3196
- Jiménez, M. A., Garcia, G., Hernandez, X., & Nasser, L. 2013, *ApJ*, **768**, 142
- Jones, C., & Forman, W. 1999, *ApJ*, **511**, 65
- Kennedy, G. F. 2014, *MNRAS*, **445**, 4446
- Küpper, A. H. W., Kroupa, P., Baumgardt, H., & Heggie, D. C. 2010, *MNRAS*, **401**, 105
- Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F., et al. 2009, *MNRAS*, **400**, 917
- Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F., et al. 2010a, *MNRAS*, **401**, 2521
- Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F., et al. 2010b, *MNRAS*, **406**, 2732
- Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F., et al. 2011, *A&A*, **530**, A31
- Lelli, F., McGaugh, S. S., Schombert, J. M., & Pawłowski, M. S. 2017, *ApJ*, **836**, 152
- Massari, D., Posti, L., Helmi, A., Fiorentino, G., & Tolstoy, E. 2017, *A&A*, **598**, L9
- McGaugh, S. S. 2012, *AJ*, **143**, 40
- McGaugh, S. S., Lelli, F., & Schombert, J. M. 2016, *PhRvL*, **117**, 201101
- McLaughlin, D. E., & van der Marel, R. P. 2005, *ApJS*, **161**, 304
- Mendoza, S., Bernal, T., Hernandez, X., Hidalgo, J. C., & Torres, L. A. 2013, *MNRAS*, **433**, 1802
- Mendoza, S., Hernandez, X., Hidalgo, J. C., & Bernal, T. 2011, *MNRAS*, **411**, 226
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, **270**, 365
- Milgrom, M. 1984, *ApJ*, **287**, 571
- Richtler, T., Schuberth, Y., Hilker, M., et al. 2008, *A&A*, **478**, L23
- Rodrigues, D. C., de Oliveira, P. L., Fabris, J. C., & Gentile, G. 2014, *MNRAS*, **445**, 3823
- Samurović, S. 2014, *A&A*, **570**, A132
- Samurović, S. 2016, *Ap&SS*, **361**, 199
- Sánchez, S. F., García-Benito, R., Zibetti, S., et al. 2016a, *A&A*, **594**, A36
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, *A&A*, **538**, A8
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016b, *RMxAA*, **52**, 171
- Sanders, R. H. 2012, *MNRAS*, **419**, L6
- Sanders, R. H., & McGaugh, S. S. 2002, *ARA&A*, **40**, 263
- Scarpa, R., & Falomo, R. 2010, *A&A*, **523**, A43
- Scarpa, R., Marconi, G., Carraro, G., Falomo, R., & Villanova, S. 2011, *A&A*, **525**, A148
- Scarpa, R., Marconi, G., Gilmozzi, R., & Carraro, G. 2007a, *A&A*, **462**, L9
- Scarpa, R., Marconi, G., Gilmozzi, R., & Carraro, G. 2007b, *MNRAS*, **128**, 41
- Serra, A. L., Diaferio, A., Murante, G., & Borgani, S. 2011, *MNRAS*, **412**, 800
- Swaters, R. A., Sanders, R. H., & McGaugh, S. S. 2010, *ApJ*, **718**, 380
- Tian, Y., & Ko, C.-M. 2016, *MNRAS*, **462**, 1092
- Tortora, C., Romanowsky, A. J., Cardone, V. F., Napolitano, N. R., & Jetzer, P. 2014, *MNRAS*, **438**, L46
- Varela, J., Moles, M., Márquez, I., et al. 2004, *A&A*, **420**, 873
- Verlinde, E. P. 2016, arXiv:1611.02269
- Walcher, C. J., Wisotzki, L., Bekeraïté, S., et al. 2014, *A&A*, **569**, A1
- Wolf, J., Martínez, G. D., Bullock, J. S., et al. 2010, *MNRAS*, **406**, 1220
- Yahil, A., & Vidal, N. V. 1977, *ApJ*, **214**, 347
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., Jr., et al. 2000, *AJ*, **120**, 1579

2. UN PERFIL UNIVERSAL DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES PARA SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN

Capítulo 3

Extensión de sistemas soportados por presión: cúmulos de galaxias y galaxias elípticas de ATLAS 3D

3.1. Resumen

De manera paralela al estudio realizado en el capítulo 2 (Durazo et al. 2017), se buscó extender el tamaño de la muestra de galaxias elípticas, así como incluir una nueva clase de objetos soportados por presión, los cúmulos de galaxias. Usando datos de la muestra ATLAS 3D (Emsellem et al. 2004, Capellari et al. 2011), en donde se estudió la cinemática de 260 galaxias de tipo temprano, escogimos sistemas de muy bajo soporte rotacional, con valores máximos de $V/\sigma = 0.1$. Ajustamos nuevamente al perfil universal de dispersión de velocidades propuesto y descartamos galaxias con errores en el ajuste mayores al 50 % del valor del parámetro ajustado, así como objetos con morfologías poco claras, i.e. elípticas que no muestran caídas Keplerianas en las zonas internas, o que no muestran una velocidad asintótica de aplanamiento. En el caso de los cúmulos de galaxias, se analizó inicialmente una primera muestra creada por Ibarra-Medel & López-Cruz (2011) (de aquí en adelante I-M & L-C) en la cual, usando el método de cáusticas, extraen perfiles de dispersión de velocidades de las galaxias de cada cúmulo. Dado que los errores en el ajuste resultaron ser relativamente grandes, el tamaño de la muestra pequeño (8 objetos), y el bajo valor de corrimiento al rojo al que se encuentran los cúmulos de galaxias de esta muestra ($0.02 < z < 0.1$), decidimos aumentar el tamaño de la muestra agregando cúmulos del Hectospec Cluster Survey (Rines et al. 2013) (HeCS), con corrimientos al rojo de $0.1 < z < 0.3$ y con errores en los parámetros ajustados mucho menores. Los resultados de este desarrollo fueron en general poco favorecedores; en el caso de las galaxias elípticas

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

de ATLAS, encontramos valores de dispersión de velocidades asintóticas particularmente altos, de esperarse al considerar que la extensión máxima a la cual se observan los objetos de esta muestra es de $1.5 R_e$, por lo que en realidad fueron regiones internas de cada objeto las que se observaron, zonas que no están todavía dentro del régimen MONDiano. En el caso de los cúmulos de galaxias, se encontraron velocidades de aplanamiento bajas, las cuales tampoco concordaban con las predicciones de gravedad modificada; esto último también es de esperarse si uno considera que los cúmulos de galaxias son objetos cosmológicos con fenomenología relativista (e.g. la velocidad orbital de Mercurio es de $\sim 50 \text{ km/s}$ y la dispersión de velocidades en cúmulos de galaxias es del orden de $\sim 1000 \text{ km/s}$), mientras que el desarrollo teórico que se busca probar en este trabajo no lo es, por lo que estos resultados no concluyeron en una publicación científica.

3.2. Perfiles de dispersión de velocidades

En esta sección describimos las muestras de cúmulos de galaxias y galaxias elípticas, así como los perfiles de dispersión de velocidades observados; mostramos algunos ajustes a estos perfiles para las galaxias elípticas de ATLAS 3D y la muestra seleccionada de cúmulos de galaxias, así como los desarrollos realizados para su obtención. La muestra completa de los perfiles observados y ajustados para ambas clases de objetos se muestra en el apéndice C.

3.2.1. Galaxias elípticas de la muestra de ATLAS 3D

Se usaron los datos de acceso público de la página del proyecto ATLAS 3D (<http://www.astro.physics.ox.ac.uk/atlas3d/>) de donde descargamos los datos radiales 2D de dispersión de velocidades con sus incertidumbres respectivas, así como el flujo asociado a cada medición para un desarrollo estadístico ponderado. Seleccionamos únicamente galaxias con valores de $V/\sigma < 0.1$ para asegurarnos que las galaxias de nuestra muestra tuvieran muy poco soporte rotacional. De las observaciones 2D de dispersión de velocidades extraemos una representación radial proyectada en 1D (figura 3.1 panel superior), promediando las observaciones en 20 intervalos radiales con el mismo número de datos en cada intervalo (para tener una muestra de errores Poissonianos homogénea), y usando nuevamente un método de mínimos cuadrados no-lineal Levenberg-Marquardt, ajustamos el perfil propuesto de la ec. (1.7) a los perfiles proyectados y promediados de dispersión de velocidades (figura 3.1 panel inferior), para obtener los respectivos parámetros

de ajuste con sus intervalos de confianza respectivos. Excluimos galaxias cuyos errores en los parámetros ajustados fueran mayores al 50 %, así como aquellos perfiles con morfologías poco claras, i.e. que no mostraran un claro aplanamiento asintótico en la dispersión de velocidades, o una caída Kepleriana del perfil en la zona interna.

Un ejemplo de un perfil 2D proyectado de dispersión de velocidades, así como su respectivo agrupamiento radial con el mejor ajuste a la función universal propuesta, se muestra en la figura 3.1, para NGC 5198. Cabe señalar el gran número de observaciones, la considerable dispersión de los datos y el limitado intervalo radial, factores presentes en todos los perfiles de la muestra seleccionada. El ajuste es bueno a pesar de las grandes barras de error intrínsecas a la gran dispersión de los datos. El total de los perfiles ajustados se muestra en el apéndice C.

3.2.2. Cúmulos de galaxias de la muestra de Ibarra-Medel & Lopez-Cruz

La primera parte de la muestra de cúmulos de galaxias está compuesta por la sub-muestra de 8 cúmulos de Abell (Abell 1958) que son parte de una muestra más grande de 125 cúmulos de Abell, definida por Ibarra-Medel & Lopez-Cruz (2011), en un intervalo de $0.02 < z < 0.1$, obtenida de los datos públicos del Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 (York et al. 2000). Usamos los datos públicos del Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 (SDSS DR7) (York et al. 2000) de donde se descarga del servidor del SDSS (<http://cas.sdss.org/dr7/en/>) información sobre el corrimiento al rojo, posiciones, magnitudes y errores asociados para cada galaxia. Los criterios de selección de los cúmulos fueron: pertenencia a la muestra estadística original de Abell (1958), cúmulos aislados con clase de riqueza de Abell (Abell Richness Class, ARC) mayor a cero, intervalo de corrimiento al rojo de $0.02 < z < 0.1$, y latitud galáctica de $b > 30'$. Un primer criterio para establecer la pertenencia de una galaxia al cúmulo es el criterio de color, en donde se seleccionan las galaxias que yacen en la secuencia roja del diagrama color-magnitud e.g. Bower et al. (1992), López-Cruz (1997), López-Cruz et al. (2004). Un segundo criterio de pertenencia está basado en el proceso iterativo de Yahil & Vidal (1977) (el método 3σ), en donde en cada iteración se excluye a la galaxia que más se desvía de la velocidad cz promedio del cúmulo y se recalcula el promedio y la desviación estándar; si la galaxia removida se desvía más de 3σ del promedio recalculado, ésta queda definitivamente excluída; el proceso finaliza cuando la velocidad promedio del cúmulo recalculada es la misma (dentro de 3σ) a la de la galaxia analizada. Conforme avanza el proceso iterativo, la contribución de galaxias de fondo disminuye rápidamente, dejando al final del proceso una contribución de fondo igual a cero. Adicionalmente, se calcula el centro de cada

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

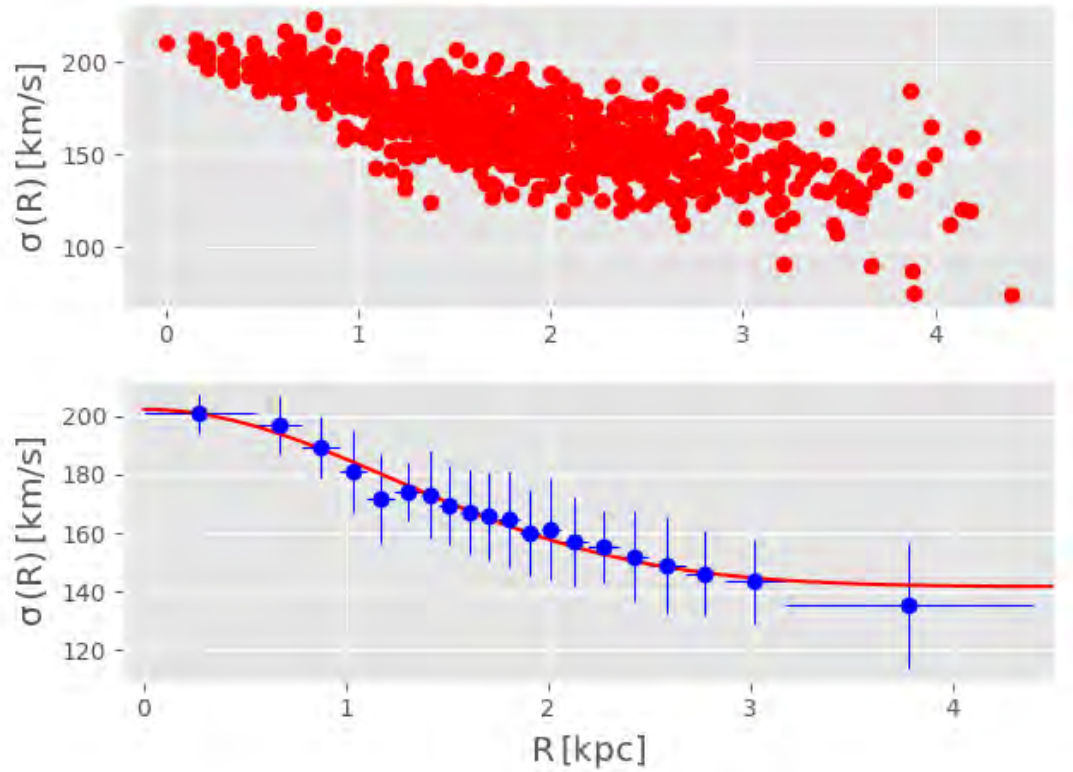


Figura 3.1: Los puntos rojos de la figura superior muestran los datos de dispersión de velocidades en 2D proyectados de la galaxia elíptica NGC 5198, tal como son proporcionados por el proyecto ATLAS 3D. En la figura de abajo, los círculos azules con sus barras de error muestran el agrupamiento en intervalos radial de los datos observacionales, donde las barras verticales representan la dispersión 1σ de cada intervalo. La curva roja representa el mejor ajuste al perfil universal propuesto.

cúmulo de la distribución espacial de galaxias observadas, pesando las posiciones galácticas por luminosidad. Finalmente, se estima la dispersión de velocidades dentro de 6 anillos concéntricos que abarcan los primeros 1.5 Mpc desde el centro del cúmulo. La selección de los 8 cúmulos de Abell de esta muestra consiste en escoger únicamente aquellos cúmulos con más de 10 galaxias por anillo, para garantizar un buen seguimiento estadístico, lo cual resulta en una buena estimación del perfil de dispersión de velocidades del cúmulo. Los perfiles de dispersión de velocidades son posteriormente ajustados de la misma forma que en el caso de los cúmulos globulares y las galaxias elípticas. Para esta muestra, no se utilizó un criterio de exclusión en términos del error en los parámetros de ajuste, ya que los errores observacionales son intrínsecamente altos, lo cual resulta en errores altos en los ajustes. En la figura 3.2 mostramos un ejemplo de un perfil de dispersión de velocidades observado y ajustado para el cúmulo galáctico A2052, en donde se puede apreciar el buen ajuste del perfil universal propuesto con los pocos puntos observacionales disponibles. Los ajustes a los 8 cúmulos seleccionados son en general buenos, con la excepción del cúmulo A2151, el cual no muestra una clara caída en la zona central de su perfil de dispersión de velocidades observado, ni un aplanamiento claro en la región externa, por lo que se excluye del análisis final presentado en la figura (3.7). Los perfiles para los 8 cúmulos de esta muestra se pueden apreciar en el apéndice C.

3.2.3. Cúmulos de galaxias de la muestra HeCS

La segunda parte de la muestra de cúmulos de galaxias, consiste en una sub-muestra de 24 cúmulos, seleccionados de la muestra del HeCS (Hectospec Cluster Survey) (Rines et al. 2013), un sondeo espectroscópico extensivo con el MMT/Hectospec, construido a partir de las muestras SDSS DR6 (Stoughton et al. 2002) y ROSAT All-Sky-Survey (RASS) (Voges et al. 1999). Se utilizan catálogos preexistentes de rayos-X del RASS de donde se define una muestra limitada por flujo, en un intervalo de corrimiento al rojo de $0.1 < z < 0.3$, la cual se compara con datos fotométricos del SDSS DR6 (Adelman-McCarthy et al. 2008), lo que permite la selección de miembros de cada cúmulo a través de la técnica de la secuencia roja (Gladders & Yee 2000). Se obtienen datos espectroscópicos para 400-550 candidatos a miembro en cada cúmulo, lo cual resulta en una selección final de 58 cúmulos. Se miden los perfiles de masa de cada cúmulo usando la técnica de cáusticas (Diaferio & Geller 1997, Diaferio 1999), en donde las galaxias miembro definen una secuencia roja muy estrecha en el diagrama color-magnitud. El método de cáusticas utiliza el corrimiento al rojo y coordenadas de cada galaxia para determinar un centro jerárquico basado en un análisis binario de árbol. Estudios de 3000 cúmulos simulados indican que el análisis binario de árbol re-

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

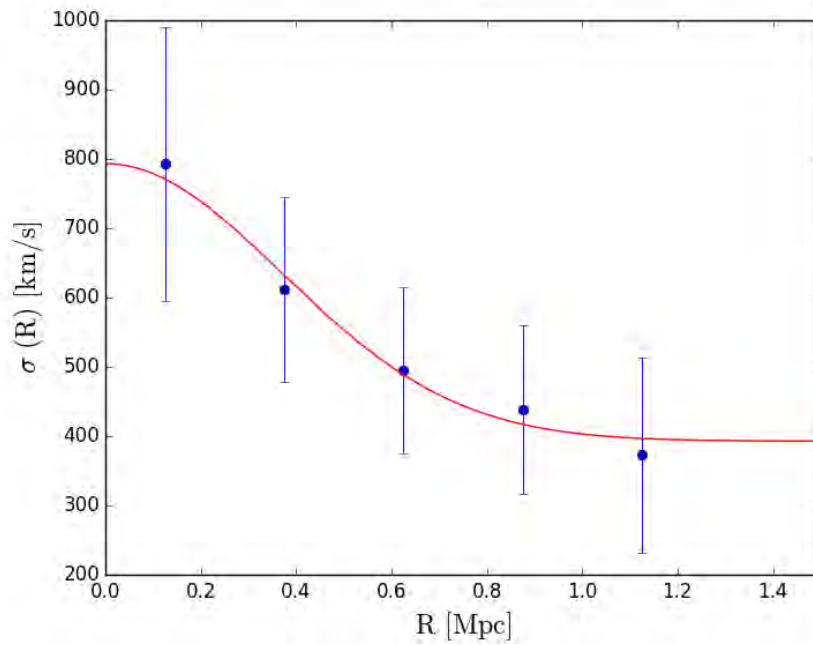


Figura 3.2: Los datos muestran las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada del cúmulo de galaxias A2052 de la muestra (I-M & L-C). La curva roja muestra el ajuste al perfil universal propuesto. A pesar del bajo número de galaxias por intervalo, el ajuste es evidentemente bueno.

cupera el centro de los cúmulos a una precisión de $\sim 300 h^{-1}$ kpc para el 95 % de los cúmulos simulados (Serra et al. 2011). Un ejemplo de nueve perfiles cáusticos obtenidos por Rines et al. (2013), a partir de los cuales se estiman los perfiles de dispersión de velocidades, se muestra en la figura (3.3).

Posteriormente, se calcula la dispersión de velocidades de cada galaxia miembro dentro de un radio r_{200} (200 veces la densidad crítica del universo, o $200\rho_c$) determinado a partir de los perfiles de masa cáusticos, de donde se obtienen así perfiles de dispersión de velocidades para cada cúmulo. Se realiza un ajuste al perfil universal de dispersión de velocidades propuesto, de donde se seleccionan los 24 cúmulos que cumplen con el criterio de que los errores en los parámetros sean menores a 1/3 del valor de éste. En la figura (3.4) mostramos un ejemplo de un perfil obtenido para el cúmulo A1763, en donde se aprecia el buen ajuste de la ec.(1.7) a los datos. Los perfiles observados de los 24 cúmulos finales muestra claros aplanamientos externos y caídas internas, y los ajustes de cada perfil observado son muy buenos (apéndice C). La totalidad de los 24 perfiles observados y ajustados se muestra en el apéndice C.

3.3. Comparación con expectativas MONDianas

Similar al tratamiento del capítulo 2, consideramos de la ecuación (1.7), a $\sigma(0) = \sigma_0/\sigma_\infty$ como función de R/R_σ , lo cual nos deja con un sólo grado de libertad dado por el cociente de dispersión de velocidades $\sigma(R)/\sigma_\infty$. Si tomamos entonces sistemas con valores similares de σ_0/σ_∞ , deberían de comportarse de manera similar en una gráfica de $\sigma(R)/\sigma_\infty$ contra R/R_σ . En la figura (3.5) observamos un ejemplo de 3 distintos sistemas soportados por presión, el cúmulo globular Galáctico NGC 6171, la galaxia elíptica NGC 5557 y el cúmulo galáctico A 0168, que muestran precisamente el escalamiento descrito. La línea negra es el ajuste a la función universal propuesta (ec. 1.7) considerando todos los datos de las tres clases de sistemas. El ajuste es evidentemente muy bueno, a pesar de que son sistemas que abarcan 10 órdenes de magnitud en masa, 6 órdenes de magnitud en tamaño y 3 órdenes de magnitud en dispersión de velocidades centrales. Sin embargo, típicamente encontramos que los perfiles de dispersión de velocidades en las regiones centrales de galaxias elípticas tienden a ser más planos, mientras que los de los cúmulos globulares tienden a ser inclinados y los cúmulos de galaxias muestran un comportamiento intermedio. Un ejemplo de esta situación más común se muestra en la figura (3.6), en donde aunque la misma funcionalidad de la ecuación (1.7) es evidente, el grado de concentración central varía para cada clase de sistema.

Finalmente, de manera similar al tratamiento de la figura final (figura 5) del capítulo 2, graficamos los valores de los parámetros ajustados σ_∞ y R_σ en

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

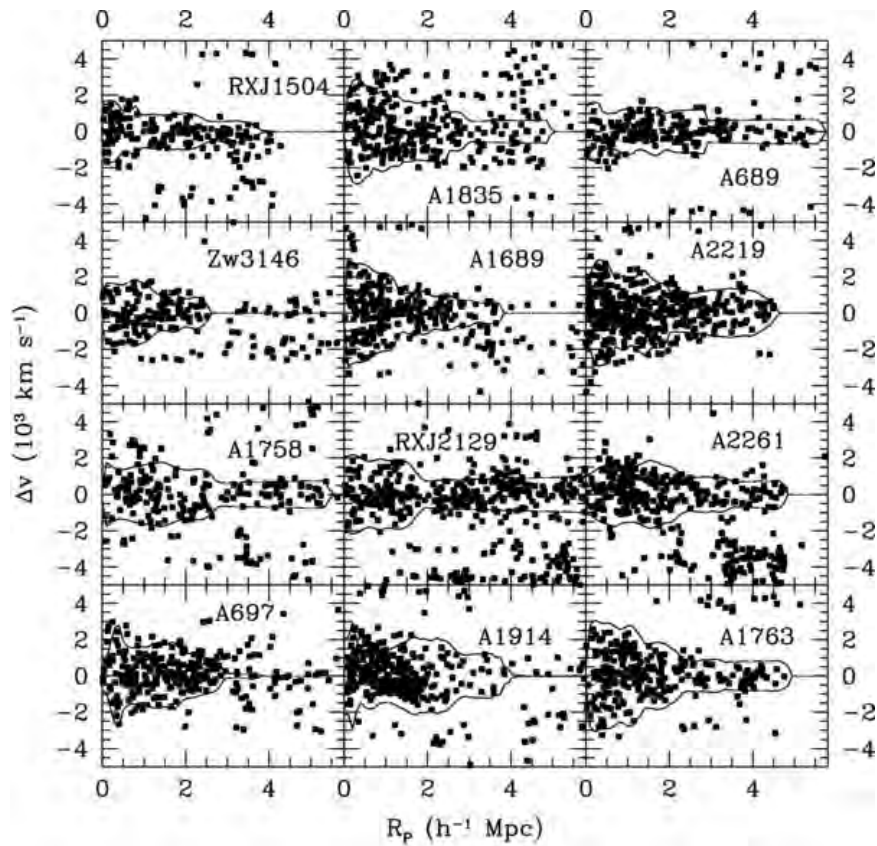


Figura 3.3: Figura 2 de Rines et al. (2013) donde se muestra el corrimiento al rojo (en el marco de referencia de la velocidad del centro del cúmulo) en función del radio proyectado para galaxias alrededor de los cúmulos de HeCS. La forma de la cáustica es evidente (líneas negras), con las regiones en forma de trompeta mostrando las mayores densidades. Los cúmulos están ordenados por luminosidad decreciente en rayos-X, de arriba-abajo e izquierda-derecha. La muestra completa de las 58 cáusticas obtenidas puede ser consultada en Rines et al. (2013).

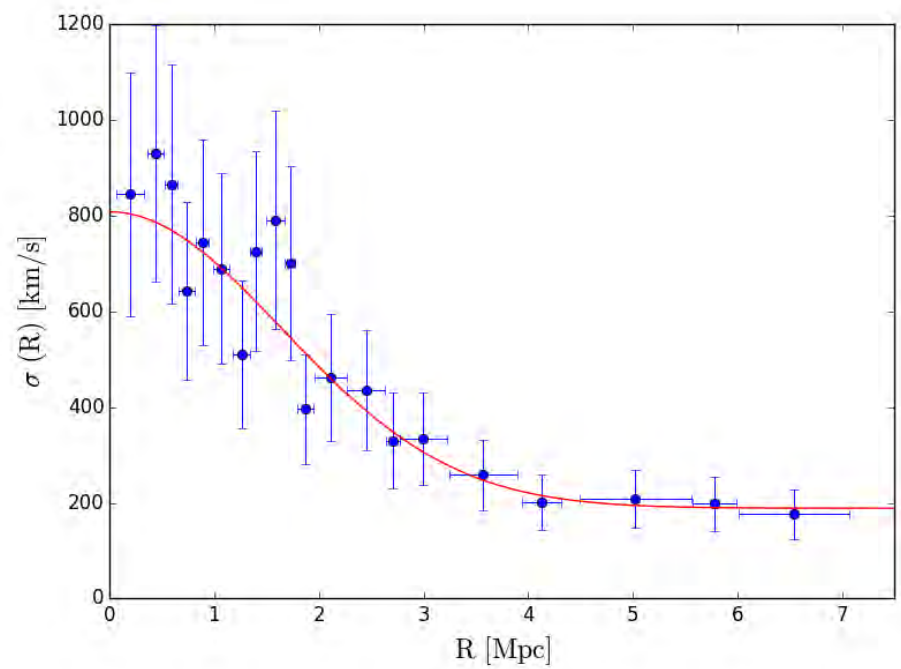


Figura 3.4: Los datos muestran las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada del cúmulo de galaxias A1763 de la muestra HeCS. La curva roja muestra el ajuste al perfil universal propuesto. La alta resolución dada por la gran cantidad de datos no muestra una desviación significativa del ajuste.

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

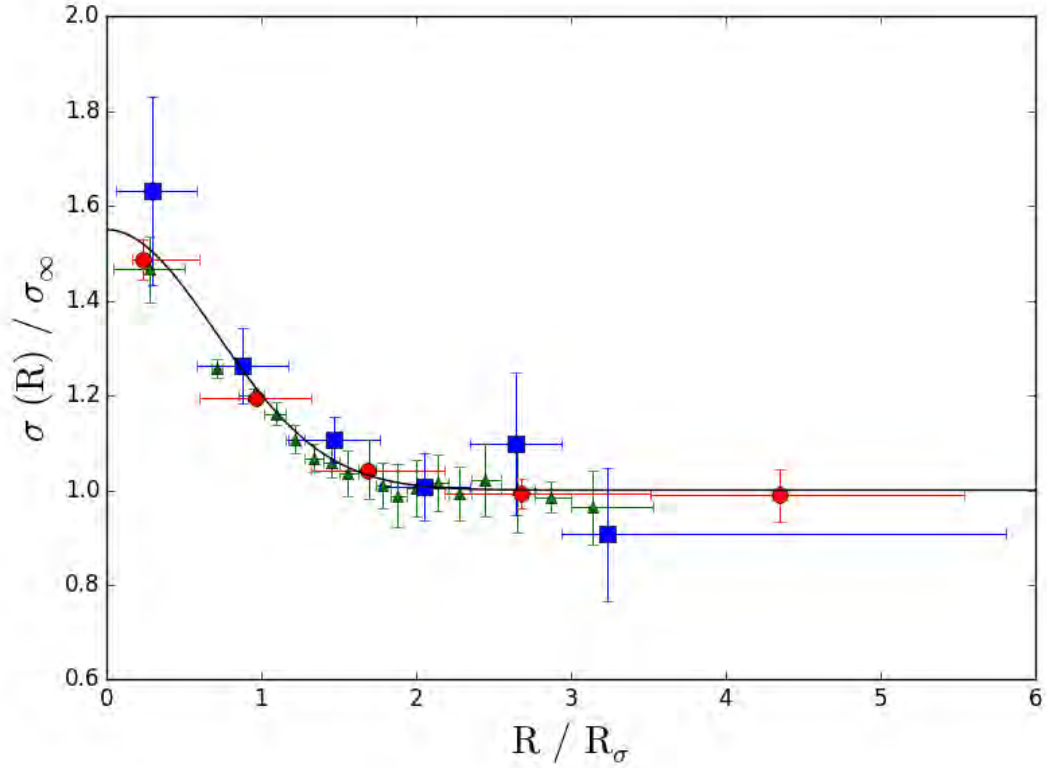


Figura 3.5: La figura muestra los perfiles proyectados de dispersión de velocidades en unidades de los valores correspondientes de σ_∞ como función del radio normalizado al valor correspondiente de R_σ para 3 sistemas de distintas clases. Los círculos rojos corresponden a observaciones del cúmulo globular Galáctico NGC 6171, con una dispersión de velocidad central de $\sigma(0) = 4.1 \text{ km/s}$ y $R_\sigma = 3.8 \text{ pc}$. Los triángulos verdes representan mediciones de la galaxia elíptica NGC 5557, con una dispersión de velocidad central de $\sigma(0) = 282 \text{ km/s}$ y $R_\sigma = 4.6 \text{ kpc}$. Los cuadrados azules dan el perfil del cúmulo galáctico A 0168, con un valor central de dispersión de velocidades de $\sigma(0) = 687 \text{ km/s}$ y $R_\sigma = 0.43 \text{ Mpc}$. La línea negra es un ajuste a la ecuación (1.7) considerando todos los datos. La consistencia de los tres perfiles escalados es evidente, a pesar de la gran extensión abarcada por la comparación.

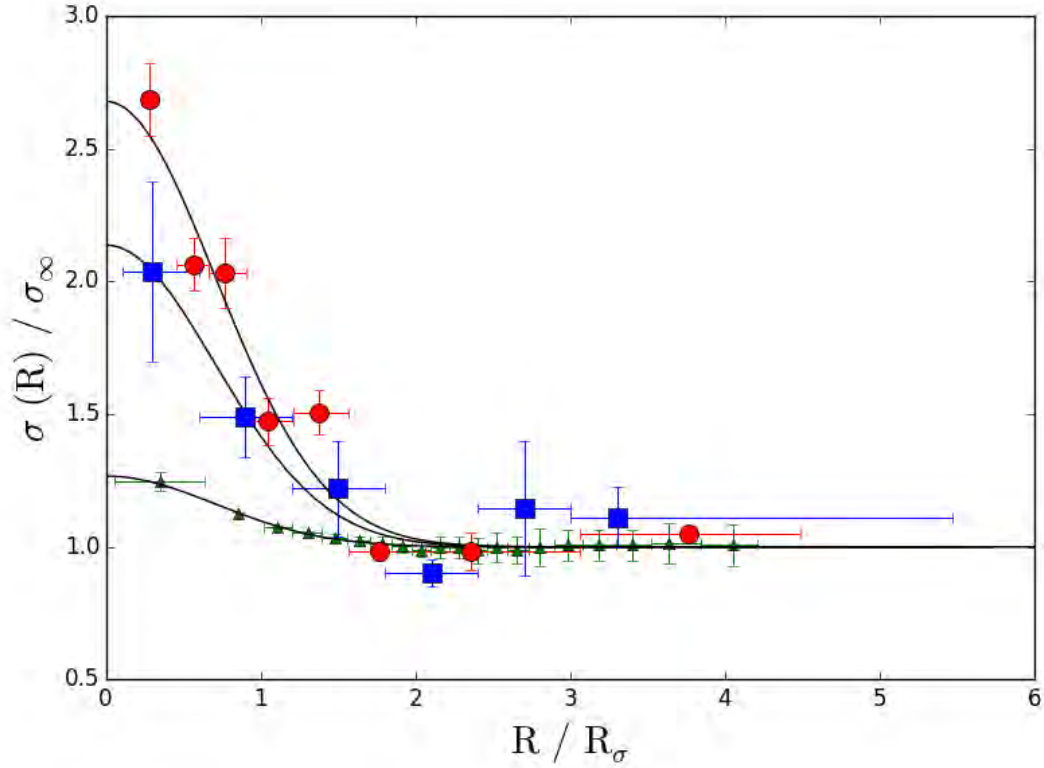


Figura 3.6: La figura muestra los perfiles proyectados de dispersión de velocidades en unidades de los valores correspondientes de σ_∞ como función del radio normalizado al valor correspondiente de R_σ para 3 sistemas de distintas clases. Los círculos rojos corresponden a observaciones del cúmulo globular Galáctico NGC 7078, con una dispersión de velocidad central de $\sigma(0) = 8.1$ km/s y $R_\sigma = 8.7$ pc. Los triángulos verdes representan mediciones de la galaxia elíptica NGC 4486, con una dispersión de velocidad central de $\sigma(0) = 344$ km/s y $R_\sigma = 9.0$ kpc. Los cuadrados azules dan el perfil del cúmulo galáctico A 1773, con un valor central de dispersión de velocidades de $\sigma(0) = 1174$ km/s y $R_\sigma = 0.42$ Mpc. La línea negra es un ajuste a la ecuación (1.7) para cada sistema. La consistencia de los tres perfiles escalados es evidente, a pesar de la gran extensión abarcada por la comparación.

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

un espacio log-log, para comparar las predicciones de gravedad modificada en estos sistemas. El resultado de esta comparación se muestra en la figura (3.7), en donde se incluyen los cúmulos globulares Galácticos estudiados en el capítulo 2. Como se observó en Durazo et al. (2017), el ajuste de los cúmulos globulares es evidentemente bueno, sin embargo, a diferencia de las galaxias elípticas de la muestra de CALIFA, el ajuste a la expectativa MONDiana (recta negra) es pobre para la muestra de galaxias elípticas de ATLAS. Como se observa en la figura (3.1) y en los perfiles ajustados para las galaxias de ATLAS (apéndice C), las extensiones en las observaciones alcanzan apenas unos kpc, mientras que las observaciones de las galaxias elípticas de CALIFA alcanzan en general por lo menos 10 kpc (a excepción de un par de sistemas, NGC 0731 y NGC 5216); incluso en la descripción de la selección de la muestra (Emsellem et al. 2004, Capellari et al. 2011), la extensión de observaciones es como máximo $1.5 R_e$, mientras que en CALIFA se obtienen datos hasta $4 R_e$. Aunque las galaxias de la muestra seleccionada de ATLAS muestran una caída en las zonas internas, el aplanamiento en el perfil de dispersión de velocidades no es claro en todos los casos; objetos como NGC 3608, NGC 4486 y NGC 5831 muestran lo que podría interpretarse como un claro aplanamiento, mientras que en NGC 4472, NGC 4374, NGC 5557 y NGC 5198 hay indicios de que el perfil observado sigue decayendo con la distancia. Observaciones a radios mayores arrojarían luz sobre el aplanamiento del perfil de dispersión de velocidades en las galaxias de ATLAS, mientras que un análisis cinemático más detallado nos permitiría encontrar la región donde las aceleraciones de las estrellas son del orden de a_0 ; sin embargo, para un estudio riguroso de las aceleraciones, necesitaríamos estimaciones de masa para cada objeto, complicando la naturaleza empírica de la ecuación (1.6).

Todo parece apuntar a que con toda certeza estamos observando regiones centrales de estas galaxias, y difícilmente estamos en el régimen MONDiano. Más aún, las velocidades de aplanamiento en los perfiles de dispersión de velocidades de estos objetos son del orden de los valores de aplanamiento de los cúmulos de galaxias e incluso mayor que las de los cúmulos del HeCS, sumando a la evidencia de que las observaciones son de zonas interiores de galaxias masivas. No debe sorprender entonces el pobre acuerdo entre observación y teoría en este caso.

Para el caso de los cúmulos de galaxias, ambas muestras quedan cortas de las expectativas teóricas, con una tendencia de mayor discrepancia para la muestra de HeCS. Cabe mencionar que la muestra de Ibarra-Medel & López-Cruz (2011), la cual muestra un acercamiento más evidente a la predicción de (1.7), se encuentra a corrimientos al rojo considerablemente menores que la muestra de HeCS. Por otra parte, la muestra de HeCS parece extenderse sobre una anti-correlación en el espacio log-log; pareciera que para valores crecientes de R_σ los valores de aplanamiento σ_∞ disminuyen, indicando una posible anti-correlación entre tamaño y velocidad de aplanamiento. Asimismo, si consideramos que la muestra

de HeCS se encuentra a corrimientos al rojo mayores, un estudio en función de z sería interesante en este contexto. Respecto al desacuerdo entre observación y teoría en el caso de los cúmulos de galaxias, es bien sabido que el desarrollo MONDiano clásico no es suficiente para reproducir observaciones de carácter cosmológico, como lo son los cúmulos de galaxias, lentes gravitacionales, formación de estructura, entre otros. Incluso la misma gravedad de Newton queda corta al modelar las regiones centrales de estos objetos, lo cual apunta hacia la necesidad de materia adicional, bariónica o no-bariónica, o de introducir correcciones relativistas. Estudios similares bajo un contexto de teorías relativistas de gravedad modificada, como biMOND, CEG (Covariant Emergent Gravity), CTM (Covariant Torsion Models) o teorías $f(R)$ y $f(R,T)$, arrojarían luz respecto a la naturaleza gravitatoria de estos objetos de gran escala.

3. EXTENSIÓN DE SISTEMAS SOPORTADOS POR PRESIÓN: CÚMULOS DE GALAXIAS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D

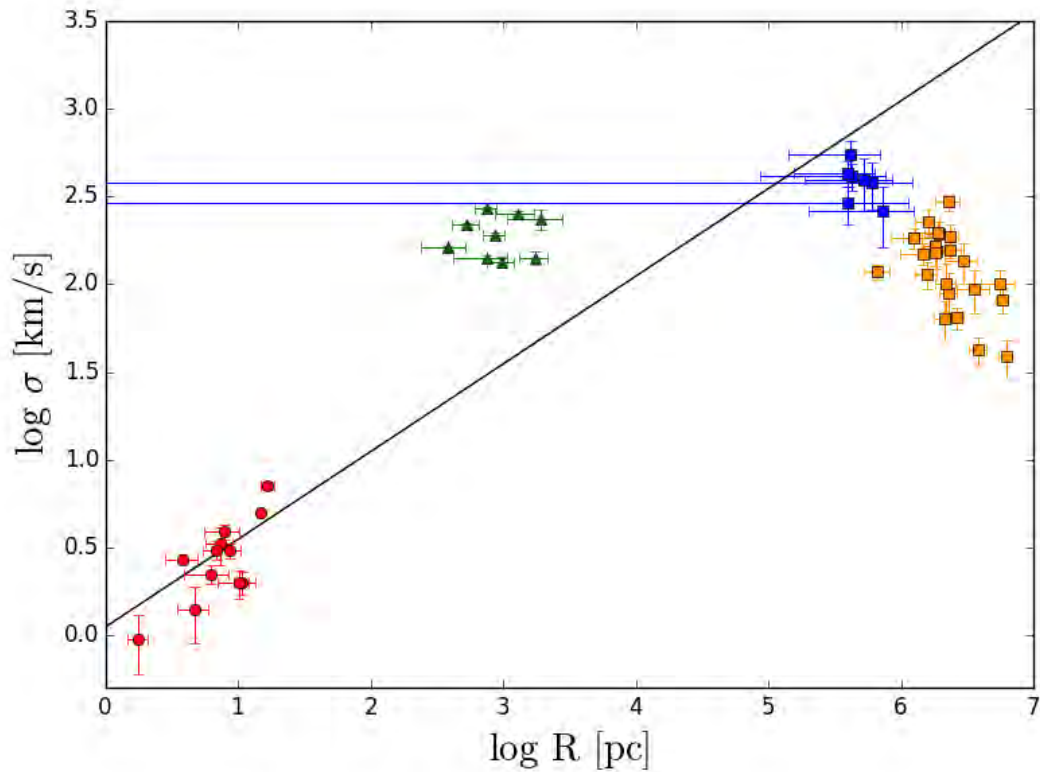


Figura 3.7: La figura muestra los valores de σ_∞ y R_σ de cada sistema tratado. Los círculos rojos representan los cúmulos globulares Galácticos tratados en Durazo et al. (2017) (capítulo 2), los triángulos verdes denotan las galaxias elípticas de la muestra de ATLAS 3D, los cuadros azules los cúmulos galácticos de la muestra (I-M & L-C), y los cuadros naranja representan los cúmulos de galaxias de la muestra HeCS. La recta negra muestra la predicción MONDiana de la ec.(1.6).

Capítulo 4

Perfiles de dispersión de velocidades en ~ 300 galaxias de MaNGA

4.1. Resumen

La inclinación natural para continuar con las comparaciones con expectativas MONDianas de objetos soportados por presión mostrados en la figura final del capítulo 2, así como en la figura (3.7), consistió en primeramente expandir la muestra de cada clase de objetos con la finalidad de solidificar el tratamiento estadístico del trabajo. Para esto, nos enfocamos primero en una clase de objetos astrofísicos tratados, las galaxias elípticas de baja rotación. Usamos los datos recientemente disponibles de la muestra MaNGA, en donde se han obtenido perfiles de dispersión de velocidades para ~ 2700 galaxias, y seleccionamos únicamente objetos con valores máximos de $V/\sigma = 0.213$ para mantener la consistencia con el criterio de selección de Durazo et al. (2017) y asegurar el estudio de sistemas con bajo soporte rotacional. Seleccionamos galaxias con una clara morfología en el perfil de dispersión de velocidades, i.e. con claras caídas Keplerianas y aplanamientos en las zonas externas, así como objetos cuyos errores en los parámetros ajustados estuvieran por debajo del 50% del valor del parámetro, y que no se encontraran en interacción con galaxias cercanas. Obtuvimos una muestra inicial de 292 galaxias de baja rotación, a la cual le aplicamos una serie de pruebas de consistencia explicadas en este capítulo. Finalmente, al correlacionar los grandes errores relativos exhibidos por los objetos más masivos, y tomando en cuenta un evidente sesgo en el corrimiento al rojo para $z > 0.06$ en la creación de la muestra de MaNGA, creamos una sub muestra de las 60 galaxias con menores errores relativos. Esta muestra final mostró un buen acuerdo con las expectativas teóricas

4. PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES EN ~ 300 GALAXIAS DE MANGA

de gravedad modificada, lo cual promueve la continuación de este tipo de estudios. Dado el alto número de galaxias estudiadas, mostramos los valores de los parámetros ajustados en el apéndice A (las tablas 1 y 2 del artículo corresponden a las tablas 2 y 3 del apéndice A, respectivamente), así como los perfiles de dispersión de velocidades observados y la función universal ajustada en el apéndice D, para cada uno de los 292 objetos analizados. Asimismo, en la última figura del apéndice D, se muestra una comparación entre el parámetro fotométrico R_e y el parámetro cinemático R_σ para explorar posibles correlaciones entre estos radios dentro de un contexto de practicidad, dado que es mucho menos costoso obtener valores fotométricos que extraer medidas cinemáticas; no se encuentra sin embargo, una correlación evidente, por lo que esta figura no fue incluida en el artículo final. Este trabajo ha sido aceptado para su publicación en la revista “The Astrophysical Journal” (ApJ).

4.2. Artículo: A Test of MONDian Gravity in ~ 300 Pressure Supported Elliptical Galaxies from the MaNGA Survey

A TEST OF MONDIAN GRAVITY IN ~ 300 PRESSURE SUPPORTED ELLIPTICAL GALAXIES FROM THE MANGA SURVEY

R. DURAZO¹, X. HERNANDEZ¹, B. CERVANTES SODI² AND S. F. SANCHEZ¹

¹*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264 C.P. 04510 México D.F. México.*

²*Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Campus Morelia, 58090 Morelia, Michoacán, México.*

ABSTRACT

Pressure supported systems modeled under MONDian extended gravity are expected to show an outer flattening in their velocity dispersion profiles. A characteristic scaling between the amplitude of the asymptotic velocity dispersion and the radius at which the flattening occurs is also expected. By comprehensively analyzing the dynamical behavior of ~ 300 extremely low rotating elliptical galaxies from the MaNGA survey, we show this type of pressure supported system to be consistent with MONDian expectations, for a range of central velocity dispersion values of $60\text{km/s} < \sigma_{\text{central}} < 280\text{km/s}$ and asymptotic velocity dispersion values of $28\text{km/s} < \sigma_{\infty} < 250\text{km/s}$. We find that a universal velocity dispersion profile accurately describes the studied systems; the predicted kinematics of extended gravity are verified for all well observed galaxies.

Keywords: galaxies: fundamental parameters — galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: star clusters: general — gravitation — stars: kinematics and dynamics

1. INTRODUCTION

In recent years, high expectations were placed on direct dark matter detection searches by the LHC (CMS collaboration 2016), PANDAX-II (Yang et al. 2016) and LUX (Szydagis et al. 2016) experiments, as well as on indirect dark matter detection by pair annihilation (Fermi-LAT and DES collaborations 2016), encountering all null detection signals to date. Even the most recent results from the XENON1T (Aprile et al. 2017) have come up empty, continuing the 30 year dry spell of the dark matter detection quest and motivating the undergoing exploration of alternative explanations to the dynamical effects appearing in low acceleration regimes. The most successful alternative to dark matter on the galactic phenomenological level is modified Newtonian dynamics (MOND) put forth by Milgrom (1983), in which baryonic matter distributions are the only elements required to reproduce observed discrepancies from Newtonian gravity in measured kinematics. Furthermore, recent theoretical developments indicate the possibility of the emergence of new fundamental descriptions of gravity, e.g. emergent gravity (Verlinde 2016) and covariant torsion models (Barrientos & Mendoza 2017).

The issue however, remains controversial, due in large part to the difficulty in fitting the CMB angular power spectrum without introducing an extra degree of freedom decoupled from the baryon-photon plasma at recombination (Slosar et al. 2005, Angus 2009). This extra degree of freedom is generally ascribed to a dark matter component e.g. (Planck Collaboration 2016). Within the framework of modified theories of gravity, cosmological tests must necessarily be framed within extensions to GR, (e.g. Capozziello & de Laurentis 2011, Nojiri & Odintsov 2011) and while no single such proposal is currently close to reproducing the details of the Λ CDM CMB fit, this last model also displays worrisome tensions at cosmological scales. A recent example of the above can be found in the inconsistency between CMB Λ CDM fits to Planck data requiring a Hubble constant of $66.93 \pm 0.62 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and direct supernova observations of the local cosmological expansion rate yielding values of $73.24 \pm 1.74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, e.g. Riess et al. (2016). Tension appears also between the cosmological parameters Ω_m and σ_8 from cluster studies (Böhringer et al. 2014) and those derived from CMB anisotropies (Planck 2016), always under the Λ CDM framework. Cosmological constraints thus provide guidelines in orienting relativistic modified gravity theories seeking to be at terms with observations at the largest scales.

Still, the succes of modified gravity at galactic and sub galactic scales is clear (Sanders & McGaugh 2002,

Famaey & McGaugh 2012), and it has been shown to better explain velocity profiles than dark matter (Swaters et al. 2010; McGaugh 2012; Lelli et al. 2017). The success of modified gravity is most dramatically evident for spiral galaxies (Begeman et al. 1991, Sanders 1996, de Blok & McGaugh 1998, Gentile et al. 2011, Milgrom & Sanders 2007; McGaugh 2016; Desmond 2017), where the rotation curves can be quite a precise tracer of the gravitational force; in hot stellar systems with little rotational support, the predictions are less straightforward. Recently, a variety of pressure supported astrophysical systems have been studied and compared to MONDian predictions, such as Galactic globular clusters (Gentile et al. 2010; Ibata et al. 2011; Sanders 2012; Hernandez & Jimenez 2012; Hernandez et al. 2017; Thomas 2018), dwarf spheroidal galaxies (Milgrom 1995; Brada & Milgrom 2000; McGaugh & Wolf 2010; McGaugh & Milgrom 2013; Lughausen et al. 2014; Alexander et al. 2017) and elliptical galaxies (Sanders 2000; Milgrom & Sanders 2003; Tiret et al. 2007; Richtler et al. 2011; Schubert et al. 2012; Milgrom 2012; Jimenez et al. 2013).

In particular, a successful test of MONDian gravity in two types of pressure supported systems, Galactic globular clusters and elliptical galaxies, was performed in Durazo et al. (2017), in which a universal projected velocity dispersion profile was shown to accurately describe the two types of astrophysical systems, and that the expectations of MONDian gravity were reproduced across seven orders of magnitude in mass. However, due to the high scatter in velocity dispersion measurements of elliptical galaxies from the CALIFA project (Sanchez et al. 2012; Walcher et al. 2014; Sanchez et al. 2016a) resulting in large errors in the profile fits, and the fact that well measured proper motions for Galactic globular clusters are required to discard tidal heating as a viable explanation for the outer flattening of the velocity dispersion profile, the sub-sets of the two classes of objects were relatively modest, only a small sample of 13 well measured velocity dispersion profiles of elliptical galaxies were used in said study. It is therefore desirable to extend the size of the sample to strengthen the statistical analysis, which we do here by using newly released velocity dispersion measurements from the MaNGA survey (Bundy et al. 2015, Law et al. 2015, 2016, Yan et al. 2016a, 2016b, Wake et al. 2017), showing significantly less scatter and higher sensitivity to low velocity data.

As discussed in our previous research, we work with the theoretical scalings of two directly observable velocity dispersion parameters; the asymptotic value of the velocity dispersion profile, σ_∞ , and the characteristic radius beyond which a flattening is apparent, R_M . This

eliminates the problematic process of baryonic mass determinations that carry various uncertainties and systematics such as hard to determine gas and dust fractions, star formation histories, unknown stellar mass functions, varying mass to light ratios, multiple and complex stellar populations, as well as radial variations in all the aforementioned parameters. We adopt the proposed universal velocity dispersion profile used in Durazo et al. (2017), which has been shown to correctly reproduce velocity dispersion profiles in pressure supported systems.

In section 2 we construct first order equations for predicting the asymptotic velocity dispersion expected under MONDian gravity, and the corresponding relations between the parameters describing the velocity dispersion profiles for such pressure supported systems. Section 3 describes the selection of data used to build working samples of velocity dispersion profiles for elliptical galaxies, as well as the fitting methodology and estimated parameters for the universal velocity dispersion profile used. In section 4 we show that the flattening radius and asymptotic velocity dispersion follow a scaling consistent with the generic predictions of MONDian gravity. Section 5 outlines our findings.

2. MONDIAN THEORETICAL EXPECTATIONS

In order to model observed galactic dynamics assuming only baryonic matter, a change from the Newtonian force law $F_N = GM/r^2$ to a MONDian force law $F_M = (GMa_0)^{1/2}/r$ is needed at a scale of $R_M = (GM/a_0)^{1/2}$ e.g. Milgrom (1983). Most authors seem to agree on a relatively abrupt transition between the above regimes, from studies on Milky Way rotation curve comparisons e.g. Famaey & Binney (2005), solar system dynamics e.g. Mendoza et al. (2011).

Centrifugal equilibrium velocities will show a Tully-Fisher value in the MONDian regime of:

$$V = (GMa_0)^{1/4}, \quad (1)$$

for a test particle orbiting a total baryonic mass M . Very generally for MONDian theories, for any isolated self-gravitating system in the deep-MOND regime (beyond R_M), a relation of the form :

$$\alpha M G a_0 = v^4, \quad (2)$$

will hold, where v is a characteristic measure of the mean 3D velocity, and α is a dimensionless parameter which depends on the exact theory being considered and on the details of the system, such as the slope of its mass profile. For example, the deep MOND virial relation of the Bekenstein-Milgrom theory where v becomes the 3D isotropic velocity dispersion of a system

and $\alpha = 4/9$ (see McGaugh & Milgrom 2013; Famaey et al. 2018). We remain within MONDian limits for isolated systems, as our selection criteria define a sample where any external field effect should be minimum (see section 3), and seeking a simple and generic correspondence to the inferred projected velocity dispersion of an observed system independent of any particular MOND theory, we follow McGaugh & Wolf (2010) and assume $v = \sigma$, $\alpha = 1/9$, yielding:

$$\sigma_\infty^2 = \frac{1}{3} (GMa_0)^{1/2}. \quad (3)$$

To test equation (3), one would need independent estimations of the baryonic mass of each system as well as observations of σ_∞ . Correctly estimating baryonic masses for any astrophysical system is a complicated endeavor hampered by gas and dust fractions, SFH and IMF suppositions, the complex stellar populations of elliptical galaxies, different mass-to-light ratios for varying wavelengths, as well as potential radial changes of the aforementioned parameters. Simply substituting R_M into equation (3), one obtains a straightforward test:

$$R_M = \frac{3\sigma_\infty^2}{a_0}, \quad (4)$$

which in astrophysical units results in:

$$\left(\frac{R_M}{pc}\right) = 0.81 \left(\frac{\sigma_\infty}{km/s}\right)^2. \quad (5)$$

Equation (5) now links two directly observable features of the velocity dispersion profile of a pressure supported system, where σ_∞ is the asymptotic projected velocity dispersion at large radii and R_M is the characteristic radius at which the velocity dispersion profile begins to flatten. For equation (5) to have physical meaning, an inner Newtonian region with a Keplerian decline in the velocity dispersion profile is required, as well as a clear transition to a flat velocity dispersion regime after reaching scales of R_M . Recently in Durazo et al. (2017), observed velocity dispersion profiles of 13 extremely low rotation ellipticals from the CALIFA survey (Sanchez et al. 2016b). Results indicate a strong compliance with MONDian expectations, inspiring us to build on these findings and perform a similar study for a much larger sample of extremely low rotating elliptical galaxies from the MaNGA survey (Bundy et al. 2015, Law et al. 2015, 2016, Yan et al. 2016a, 2016b), which forms part of the larger SDSS-IV project (Gunn et al. 2006, Smee et al. 2013, Blanton et al. 2017).

In the following section we show almost 300 velocity dispersion profiles for our sample of low rotating ellipticals having the previously discussed behavior, which

in section 4 we compare to the expectations of equation (5). Reminiscent of the purely Newtonian expression correlating half mass-radius and central velocity dispersion (Cappellari et al. 2006; Wolf et al. 2010) is the expression $R_M \sigma_\infty^2 = GM/3$ resulting from multiplying equations (3) and (4) and substituting M for σ_∞ .

Here we have assumed that the total baryonic mass of the system has converged in the regime where the velocity dispersion profile flattens, allowing for the treatment of the galaxy in question as a point mass, in accordance with Newton's theorems for spherically symmetric mass systems valid under MONDian gravity (Mendoza et al. 2011). This allows for the treatment of the dynamical tracers from which σ_∞ is estimated, as test particles. Given the approximate de Vaucouleurs inferred surface brightness profiles of elliptical galaxies (although most elliptical galaxies do not strictly follow an $n = 4$ Sersic profile, they are generically characterized by very centrally concentrated light profiles), this will in general be a good approximation.

Recently, pressure supported systems have been successfully reproduced under MONDian gravity (e.g. Gentile 2010; Sanders 2010; Hernandez et al. 2013b) and in particular, Jimenez et al. (2013) accurately modeled the giant elliptical galaxy NGC4649, Chae & Gong (2015) reproduced observed velocity dispersion profiles using MONDian models requiring only stellar mass, and Tian & Ko (2016) found that the dynamics of seven elliptical galaxies traced by planetary nebulae were properly explained by MOND. However, Richtler et al. (2008) and Samurović (2014, 2016) found a dark matter halo to be a better fit than MOND in elliptical galaxies, thus the item remains a matter of debate.

3. EMPIRICAL VELOCITY DISPERSION PROFILES

In Durazo et al. (2017), a sub sample of extremely low rotation galaxies was extracted from the second data release of the CALIFA survey (Sánchez et al. 2012; Walcher et al. 2014), in which 200 radial 2D velocity dispersion profiles were produced using the Pipe 3D pipeline (Sánchez et al. 2016b). The sub sample studied comprised galaxies with an average value of maximum rotation velocity to central velocity dispersion per galaxy of $V_{max}/\sigma_0 = 0.213$, and negligible gas content. In Durazo et al. (2017) we showed that a universal velocity dispersion profile of the form:

$$\sigma(R) = \sigma_0 e^{-(R/R_\sigma)^2} + \sigma_\infty \quad (6)$$

accurately reproduces the reported velocity dispersion profiles. In the above equation, σ_∞ is the velocity dispersion asymptotic flattening value, the central velocity

dispersion of the system is given by $\sigma(0) = \sigma_0 + \sigma_\infty$, and R_σ represents the radius after which the value of σ_∞ is quickly approximated.

Building on the successful fitting of equation (6) for the 13 low rotation CALIFA galaxies, we construct here a considerably larger sample of such systems and perform equivalent fits to our universal velocity dispersion equation, as well as a test of the MONDian prediction of eq. (5) to our data.

Unlike previous SDSS surveys which obtained spectra only at the centers of target galaxies, MaNGA (Bundy et al. 2015, Law et al. 2015, 2016, Yan et al. 2016a, 2016b) provides spectral measurements across the face of $\sim 10,000$ nearby galaxies thanks to 17 simultaneous integral field units (IFUs), each composed of tightly-packed arrays of optical fibers (Drory et al. 2015, Law et al. 2015). From nearly 3000 elliptical galaxies analyzed using Pipe 3D pipeline (Law et al. 2016, Sanchez et al. 2017a), only galaxies with $V/\sigma < 0.213$ were selected, in accordance with the values used as selection criterion in Durazo et al. (2017), to ensure that our selection contains only systems with minimal dynamical support besides velocity dispersion.

Following the methodology used in our previous work, we average the observed velocity dispersion data in 20 radial bins each containing the same number of data points (Figure 1), with a corresponding propagated average velocity dispersion error. All data points below the threshold of 20 kms^{-1} are discarded as they are considered to be unreliable (Bundy et al. 2015, Yan et al. 2016b). The requirement of fitting each whole galaxy within the MaNGA IFU instrument implies that the more massive galaxies will necessarily be more distant, and hence systematically less accurately observed. We use a nonlinear least squares Levenberg-Marquardt algorithm to fit the universal function of equation (6) to the projected velocity dispersion profiles and estimate the equation parameters along with their respective confidence intervals. We discard systems with poorly estimated parameters and unclear morphology, as well as fits with fractional errors larger than 50% of the estimated parameters. Galaxies not covered to at least $2R_e$ were not considered, to ensure that we are indeed reaching the outer region of each galaxy. We thus obtain a sub sample composed of 292 low rotating well fitted ellipticals (Table 1).

The characterization of the environment for the MaNGA sample is composed of two main parameters, namely the local number density to the fifth nearest neighbor, η , and the tidal strength affecting the primary galaxy, Q , as described in Argudo-Fernandez et al. (2013, 2014, 2015) where it was established that

the structure of a galaxy may be affected by external influences when the corresponding tidal force amounts to $>1\%$ of the internal binding force, corresponding to a critical tidal strength of $Q_{crit} = -2$ and a critical local number density of $\eta_{crit} = 2.7$. The mean tidal strength and local number density values for our sub sample of 292 low rotating ellipticals are $Q_{mean} = -2.34$ and $\eta_{mean} = 0.59$, well below the critical interaction values, with maximum values reaching $Q_{max} = 0.63$ and $\eta_{max} = 2.12$. Thus, our mean results should be robust to tidal effects, while a certain spread coming from high Q values might be expected. Further, these indexes use only projected distances, and are therefore upper limits on the true effects. We can therefore be confident that being below the critical thresholds on the average shows our results will not be driven by tidal galaxy interactions.

These isolation criteria exclude systems where the Newtonian tides (assuming the line of sight separation to be zero) are above 1% of the internal binding forces at the outskirts, this also implies that for equal masses for the target and the closest neighbor (a safe upper limit, as the sample construction criteria imply a factor of 4 reduction in luminosity between the target galaxy and its closest neighbor), the external acceleration will be about $100^{1/3} = 4.64$ times smaller than the internal one, assuming both to be in the deep MOND regime. This last condition is a reasonable approximation, as the internal accelerations at the outskirts do fall below the a_0 threshold. Thus, the sample construction ensures that any contribution from an external field effect will quite probably fall below the other internal uncertainties of our experiment, e.g. those given by the confidence intervals of our velocity dispersion profile observations and fits.

A random selection of nine fitted velocity dispersion profiles is presented in figure 1. The adequacy of the fits is evident despite the variety of central concentration in observed kinematic profile morphologies.

Fig. Set 1. Projected velocity dispersion profiles for elliptical galaxies from the MaNGA survey

An initial examination of our first sample showed significant scatter in the R_σ to σ_∞ relation, which inspired us to analyze the squared sum of relative errors:

$$\delta_{rel} = \frac{\delta\sigma_0}{\sigma_0} + \frac{\delta R_\sigma}{R_\sigma} + \frac{\delta\sigma_\infty}{\sigma_\infty} = \sum_{i=1}^3 \frac{\delta x_i}{x_i} \quad (7)$$

where x_i represents each fitted parameter and δx_i the respective uncertainty. Next, we select a subsequent sub-sample, chosen as the first quintile of the distribution of summed relative errors, in order to study and com-

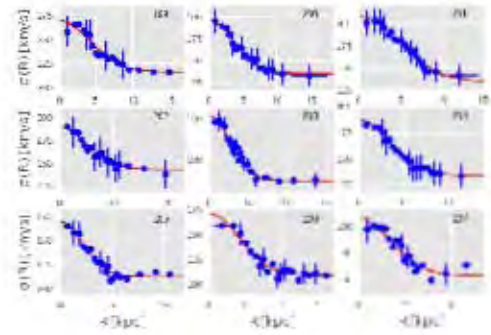


Figure 1. Projected velocity dispersion profiles for the 292 elliptical galaxies of our sub sample, as a function of radial distance in the system, with vertical error bars showing the averaged empirical errors. The top right number of each profile gives the identification number for reference in table 1. The solid curve gives the best fit to the universal profile proposed.

pare the behavior of our larger sample. The second sub-sample comprises the 60 systems with the lowest sum of relative errors (table 2). Figure 2 shows the fitted projected velocity dispersion profiles of a random selection of 9 galaxies from our second sub-sample of lowest relative error objects. Noteworthy is the evident reduction in uncertainties and overall clearer profile morphology. In the following section we compare this second-sub sample with the larger collection of galaxies and perform various comparisons between the fitted parameters and the stellar mass of each object as estimated from the MaNGA survey, in order to test the consistency of our samples.

We use the measured redshift from the MaNGA source catalog, and adopt stellar masses estimated from Sanchez et al. (2017a). A detailed description of the selection parameters can be found in Bundy et al. (2015), Law et al. (2016) and Yan et al. (2016b), as well as a description of sample properties in Wake et al. (2017).

4. COMPARISONS WITH MONDIAN EXPECTATIONS

In his original paper, Milgrom (1983) indicated that MOND suggests a mass-velocity dispersion relation for elliptical galaxies of the form $M \propto \sigma^4$. If there were no systematic variation of the mass-to-light ratio (ML), this would become the observed Faber-Jackson (FJ) relation (Faber & Jackson 1976). Even though the main interest of this study focuses on eq. (4) in which we have sidestepped the need for a mass calculation, we nevertheless seek to test consistency with previous studies using the stellar mass estimates provided by the MaNGA team.

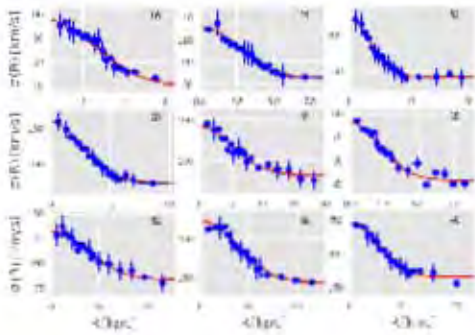


Figure 2. A random selection of 9 fitted velocity dispersion profiles from our lowest relative error sub sample. Blue dots represent the averaged velocity dispersion observations with horizontal error bars delimiting each radial bin, and vertical error bars representing the propagated empirical errors. The red curves are the fit to eq. (6).

Figure (3) shows the central velocity dispersion, $\sigma(0) = \sigma_0 + \sigma_\infty$, as a function of stellar mass and δ_{Rel} , the total sum of the relative errors of the fitted parameters. The black dashed line represents precisely the $M \propto \sigma^4$ FJ relation (Sanders 2010). There is a good agreement between the FJ proportionality and our sample, with some expected scatter. Interestingly, systems on the top right of the relation present δ_{rel} values an order of magnitude higher than galaxies on the bottom left of the spectrum. As previously mentioned, this is due to an intrinsic redshift bias in the survey, in which the galaxies with greater absolute magnitude are also the ones with higher redshift, leading to systematically greater observational errors. In figure (1) of Sanchez et al. (2017b), this bias can be observed for systems in the redshift range $z > 0.06$, while systems below this redshift value seem to consolidate a more complete sample.

A similar comparison is made in figure (4), this time relating the asymptotic velocity dispersion σ_∞ to stellar mass. Again we find that higher mass and asymptotic velocity dispersion objects display the largest relative errors, with lower mass and σ_∞ systems the smallest relative errors. It is evident that σ_∞ follows the FJ scaling of figure (3) for high masses, though with a scaled down amplitude. Indeed, a good fit to the expected MONDian Tully-Fisher expectations of the dotted line (eq. 2) is obvious above $\sigma_\infty = 100 km/s$. Below this value, a much more scattered situation appears, possibly due to uncertainties in the stellar mass determinations.

We now study the effects of central concentration and velocity dispersion profile morphology by defining the relative velocity dispersion of a system:

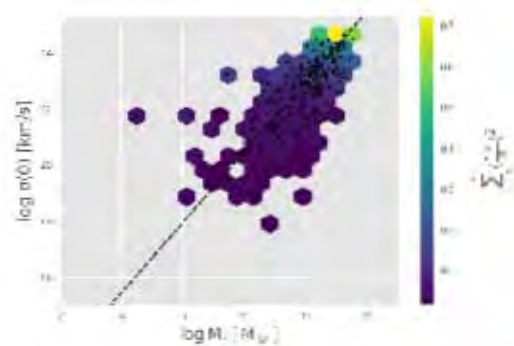


Figure 3. A hexbin plot of the central velocity dispersion as a function of stellar mass. The color palette represents the third plotted variable, the total sum of the relative errors of the fitted parameters. The black dots show the actual sample distribution. The black dashed line represents the $M \propto \sigma^4$ Faber-Jackson proportionality. A good fit is evident, as is the tendency for low mass and low velocity dispersion objects to have the least relative errors.

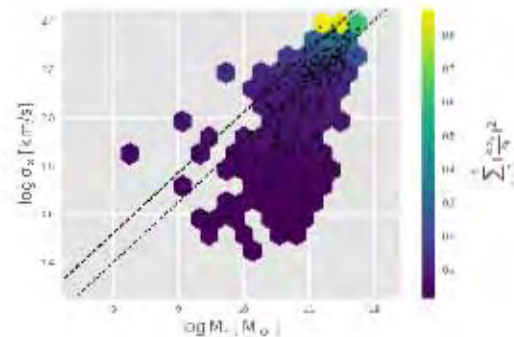


Figure 4. A hexbin plot of the asymptotic velocity dispersion as a function of stellar mass. The color palette represents the third plotted variable, the total sum of the relative errors of the fitted parameters. The black dots show the actual sample distribution. The black dashed line represents the $M \propto \sigma^4$ proportionality of the FJ relation from figure (3). The black dotted line gives the Tully-Fisher relation for pressure supported systems in a MONDian regime. A deviation from a Faber-Jackson like tendency can be observed for low mass and low velocity dispersion objects.

$$\sigma_{Rel} = \frac{\sigma_0 + \sigma_\infty}{\sigma_\infty} \quad (8)$$

and comparing it to the stellar mass of each galaxy (figure 5). A higher σ_{Rel} value denotes a larger central velocity dispersion, $\sigma(0)$ with respect to the outer asymptotic velocity dispersion σ_∞ , i.e. a steeper drop in the amplitude of the velocity dispersion profile. It is evident from figure (5) that the more massive galaxies show the largest relative errors, while galaxies with a more pronounced fall in the velocity dispersion profile correspond

to the lower masses and lower relative errors. Galaxies in the high end tail of the FJ proportionality in figure (4) best fit the $M \propto \sigma^4$ proportionality and also lie in the bottom right end of figure (5), in all likelihood due to the fact that we are observing the very central regions of these higher redshift objects, leading to higher errors and asymptotic velocity dispersions. Noteworthy from figure (5) is that no clear relationship is apparent between σ_{Rel} and M_* , implying that no single univariate profile function of stellar mass can be expressed, needing at least two independent parameters, although mass dependent errors and varying radial coverage are a caveat for the larger systems.

In going from local volumetric velocity dispersion values to the observed projected velocity dispersion profiles, different projection effects arise, which depend on the degree of central concentration of the volumetric velocity dispersion profile, and the real space density profiles of the tracers being used e.g. Hernandez & Jimenez (2012), Jimenez et al. (2013), Tortora (2014). Still, taking the simple identification of $R_\sigma = R_M$ introduced in Durazo et al. (2017), and building on the main result of our previous work, figure (6) relates the asymptotic velocity dispersion, σ_∞ , with the flattening radii, R_σ , both as a function of their respective summed relative errors. Black dots show the actual sample distribution and the solid black line represents the MONDian prediction of equation (4). We can see from this result that the systems which best match the expected scaling of eq. (4) are the low δ_{Rel} , ones, which as we saw earlier also correspond to the lower mass, relative velocity dispersion and asymptotic velocity dispersion galaxies. Objects that scatter above the expected MONDian relation tend to present the highest δ_{Rel} and be the most massive galaxies.

Finally in figure (7), we again display σ_∞ as a function of R_σ , this time for the first quintile of δ_{Rel} , i.e. our second-sub sample containing the 60 objects with the lowest sum of squared relative errors. The consistency with the MONDian expectation of equation (4) is clear, especially considering that we are only plotting the systems within the first quintile of summed quadratic errors. Overall the match for both sub-samples is quite impressive given the sample size and tighter statistical treatment with respect to Durazo et al. (2017). For this sub-sample, the ambient density parameters have values of $\eta_{mean} = 0.63$ and $\eta_{max} = 1.98$ while Q values show a mean of $Q_{mean} = -1.97$, all well below the 1% tidal effect threshold of $\eta_{crit} = 2.7$ and $Q_{crit} = -2$, guaranteeing that the means of our results in figure (7) are not affected by tidal effects. However, the distribution of Q values reaches $Q_{max} = -0.43$, showing that some of

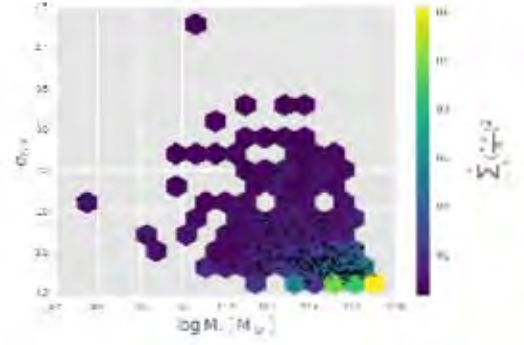


Figure 5. A hexbin plot of the relative velocity dispersion as a function of stellar mass. The color palette represents the third plotted variable, the total sum of the relative errors of the fitted parameters. The black dots show the actual sample distribution. More massive galaxies show the highest relative errors, while those with steeper and more differentiated velocity dispersion profiles show the least sum of relative errors. No clear trend can be observed between σ_{Rel} and M_* . This shows the need for at least 2 parameters in describing the kinematics of the studied systems.

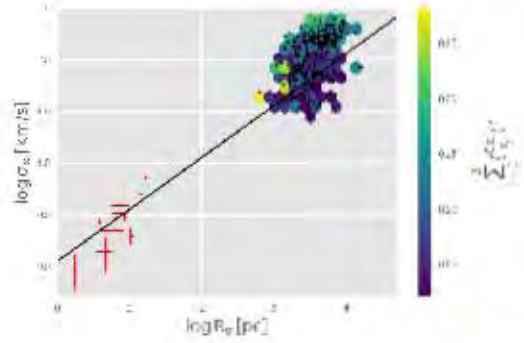


Figure 6. σ_∞ vs R_σ values for our larger sample of 292 rotating ellipticals. The color palette represents the third plotted variable, the total sum of the relative errors of the fitted parameters. The black dots show the actual sample distribution. Points at the lower left of the plot show the GC velocity profiles studied in Durazo et al. (2017). The solid line is not a fit to the data, but actually shows the MONDian expectations of equation (4) for the predicted scaling of $R_M = 3\sigma_\infty^2/a_0$, $R_M/pc = 0.81(\sigma_\infty/kms^{-1})^2$

the dispersion in the figure could well be due to systems with a certain degree of tidal interactions.

Figures 6 and 7 also include a sample of Galactic globular clusters with measured radial projected velocity dispersion profiles out to several half light radii, and well measured proper motions in the outer regions, from data produced by Scarpa et al. (2007a,b), Scarpa & Falomo (2010), Scarpa et al. (2011), and Lane et al. (2009, 2010a,b, 2011). These are included as they pro-

vide a second set of systems several orders of magnitude away from the ellipticals we primarily study, and which are hence important to validate the comparison with a MOND-like behavior, not only in the amplitude of the σ_∞ vs. R_σ relation, but also in terms of the slope of this relation. Despite the evident agreement with the simple first order MONDian expectations, it must be noted that in the context of MOND as such, the external field effect would preclude the appearance of the observed flattening in the velocity dispersion profiles of these clusters, which hence renders their relevance subject to revision in terms of what the particular external field effect might be in any final covariant theory having a MONDian low velocity limit. The inclusion of Galactic globular clusters in these two figures is therefore tentative and at this point would imply placing oneself within the context of a fiducial MONDian theory without any external field effect, or one with a very limited such effect, e.g. Milgrom (2011).

As a final consistency check, we plot in figure (8) $\delta R_\sigma/R_\sigma$ values as a function of the field of view, i.e. the ratio of the aperture radius to effective radius, and indeed find an evident anti-correlation between the R_σ relative errors (the parameter in figures 5, 6 and 7 with the largest uncertainties) and the extension to which each galaxy is observed, providing justification for our sub-sample selection from figure (7). Furthermore, deviations from MONDian expectations for the highest mass systems could be the result of a similar flattening in the velocity dispersion profiles before reaching a deep-MOND regime, as seen by Richtler et al. (2011) in circular velocity profiles of elliptical galaxies modeled by a Jaffe mass profile, pointing to the potential caveat of assuming that the enclosed baryonic mass has converged upon reaching a flattened velocity dispersion profile.

It seems that a distinctive gravitational physics applies, with a clear transition radius at R_M where the “Keplerian decline” of the inner Newtonian $R < R_M$ region gives way to the “Tully-Fisher” $\sigma(R) \propto (GMa_0)^{1/4}$ of the outer MONDian regime, notwithstanding the large sample size.

Creating a similar large sample selection of isolated Galactic globular clusters at large Galactic radii, where the interpretation under MONDian theories becomes less contentious due to a negligible field effect, to solidify our original results is evidently a desirable development, which however is not an easy endeavor due to the need for independent stellar synthesis models or well measured proper motions of the most external regions of each cluster, to exclude Galactic tidal heating alternatives. Also, a sample of radially resolved kinematic observations for other pressure supported non relativis-

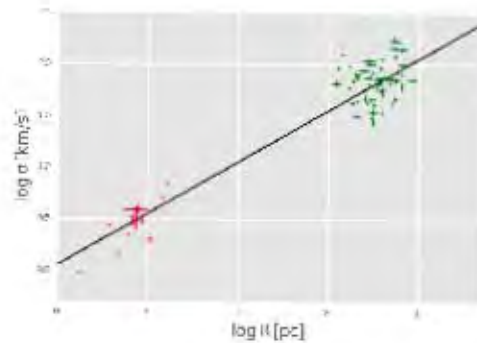


Figure 7. σ_∞ vs R_σ values for our sub-sample of the first quintile of lowest summed relative errors. Points at the lower left of the plot show the GC velocity profiles studied in Durazo et al. (2017). The solid line is not a fit to the data, but actually shows the MONDian expectations of equation (4) for the predicted scaling of $R_M = 3\sigma_\infty^2/a_0$, $R_M/pc = 0.81(\sigma_\infty/kms^{-1})^2$ through the identification of $R_\sigma = R_M$.

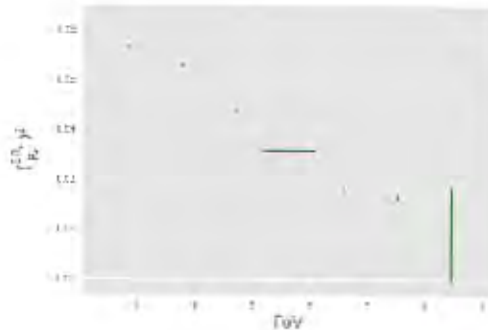


Figure 8. $\delta R_\sigma/R_\sigma$ values as a function of the relative field of view for the larger 292 object sub sample. A clear anti-correlation between this parameter and the extent to which each galaxy is observed is evident, justifying our second sub sample selection.

tic astrophysical systems, such as dwarf spheroidals and ultra-faint dwarfs, would be appealing.

5. CONCLUSIONS

We have once again shown that the universal velocity dispersion profile proposed in eq. (6) accurately models pressure supported elliptical galaxies showing an inner Keplerian decline and an outer flattening in their velocity dispersion values. We also find in general a good agreement with MONDian predictions for the whole sample, with an expected scatter for the brighter, more massive and higher redshift galaxies, stemming back from the original MaNGA sample selection. Since higher σ_∞ systems on average are larger galaxies which are more centrally observed, [and hence observations do

not reach the outer low acceleration regime, the clear deviations from modified gravity expectations shown in figure (6) can be explained by the smaller relative radii at which the velocity dispersion measurements are made for larger galaxies.

Meanwhile, the low mass systems, presenting the lowest relative errors, show much better consistency with the expectations from MOND, in particular our least relative error sample shows excellent compatibility with the modified gravity prediction. The above in spite of projection effects inevitably leading to a spread in parameters in going from the volumetric predictions of equation (4) to the projected quantities seen in figures 6 and 7.

Even though the sample selection in the MaNGA survey was made with a flat M_* distribution, a significant bias exists for high brightness galaxies, i.e. the sample is not complete at higher redshift ranges ($z > 0.06$). Observations out to several R_e would most likely lead to a MOND regime, allowing for a more robust study of modified gravity phenomenology in the higher surface brightness and more massive systems. Furthermore, it has already been shown by Sanders (2000) that in order to reproduce the properties of high surface brightness elliptical galaxies, it is necessary to introduce small deviations from a strictly isothermal and isotropic velocity field in the outer regions.

ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge the constructive criticism of an anonymous referee as important towards having reached a clearer and more complete final version. Reginaldo Durazo acknowledges financial assistance from a CONACyT scholarship and UNAM DGAPA grant IN104517. Xavier Hernandez acknowledges financial assistance from UNAM DGAPA grant IN104517. Bernardo Cer-

vantes Sodi acknowledges financial support through PAPIIT project IA103517 from DGAPA-UNAM. Sebastian F. Sanchez acknowledges financial assistance from UNAM DGAPA grant IA101217.

Funding for the Sloan Digital Sky Survey IV has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the U.S. Department of Energy Office of Science, and the Participating Institutions. SDSS-IV acknowledges support and resources from the Center for High-Performance Computing at the University of Utah. The SDSS web site is www.sdss.org.

SDSS-IV is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS Collaboration including the Brazilian Participation Group, the Carnegie Institution for Science, Carnegie Mellon University, the Chilean Participation Group, the French Participation Group, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Instituto de Astrofísica de Canarias, The Johns Hopkins University, Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (IPMU) / University of Tokyo, Lawrence Berkeley National Laboratory, Leibniz Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA Heidelberg), Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA Garching), Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE), National Astronomical Observatories of China, New Mexico State University, New York University, University of Notre Dame, Observatório Nacional / MCTI, The Ohio State University, Pennsylvania State University, Shanghai Astronomical Observatory, United Kingdom Participation Group, Universidad Nacional Autónoma de México, University of Arizona, University of Colorado Boulder, University of Oxford, University of Portsmouth, University of Utah, University of Virginia, University of Washington, University of Wisconsin, Vanderbilt University, and Yale University.

REFERENCES

- Alexander S. G. et al., 2017, *ApJ*, 835, 2
 Angus, G.W., 2009, *MNRAS*, 394, 527
 Aprile E. et al., 2017, *JCAP*, 10, 39
 Argudo-Fernández M. et al., 2013, *A&A*, 560, A9
 Argudo-Fernández M. et al., 2014, *A&A*, 564, A94
 Argudo-Fernández M. et al., 2015, *A&A*, 578, A110
 Barrientos E., Mendoza S., 2017, *EPJP*, 132, 8
 Begeman, K. G., Broeils, A. H., Sanders, R. H., 1991, *MNRAS*, 249, 523
 Binney, J., Tremaine, S., 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, NJ)
 Blanton, M., et al., 2003, *AJ*, 125, 2348
 Blanton, M., et al., 2017, *AJ*, 154, 1
 Böhringer, H., Chon, G., Collins, C. A., 2014, *A&A*, 570, 31
 Brada, R. & Milgrom, M., 2000, *ApJ*, 541, 556
 Bundy K., et al., 2015, *ApJ*, 798, 7
 Chabrier, G., 2003, *PASP*, 115, 763
 CMS collaboration, 2016, [arxiv:1609.02507](https://arxiv.org/abs/1609.02507)
 Capozziello S., De Laurentis M., 2011, *Phys. Rep.* 509, 167

- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., et al., 2006, MNRAS, 366, 1126
- Chae K.H., & Gong I.T., 2015, MNRAS, 451, 1719
- de Blok, W. J. G. & McGaugh, S. S., 1998, ApJ, 508, 132
- Desmond, H. 2017, MNRAS, 464, 4160
- Drory, N. et al., 2015, AJ, 149, 77
- Durazo, R., et al. 2017, ApJ, 837, 179
- Faber, S. M., Jackson, R. E., 1976, ApJ, 204, 668
- Gentile G., Famaey B., Angus G., Kroupa, P., 2010, A&A, 509, 97
- Gentile G., Famaey B., de Blok, W. J. G., 2011, A&A, 527, A76
- Gunn J. E., et al., 2006, AJ, 131, 2332
- Hernandez X. & Jiménez M. A., 2012, ApJ, 750, 9
- Hernandez X., Jiménez M. A., Allen C., 2013a, MNRAS, 428, 3196
- Hernandez X., Jiménez M. A., Allen C., 2013b, ApJ, 770, 83
- Hernandez X., Cortes R. A. M., Scarpa R., 2017, MNRAS, 464, 2930
- Ibata, R., Sollima, A., Nipoti, C., 2011, ApJ, 738, 186
- Jimenez M. A., Garcia G., Hernandez X., Nasser L., 2013, ApJ, 768, 142
- Famaey B., Binney J., 2005, MNRAS, 363, 603
- Famaey B. & McGaugh S.S., 2012, LRR, 15, 10
- Famaey B., McGaugh S.S., Milgrom M., 2018, arXiv:1804.04167
- Fermi-LAT collaboration, 2016, ApJ, 819, 1
- Lane R. R., Kiss L. L., Lewis G. F., Ibata R. A., Siebert A., Bedding T. R., Szekely P., 2009, MNRAS, 400, 917
- Lane R. R. et al., 2010a, MNRAS, 406, 2732
- Lane R. R., Kiss L. L., Lewis G. F., Ibata R. A., Siebert A., Bedding T. R., Szekely P., 2010b, MNRAS, 401, 2521
- Lane R. R. et al., 2011, A&A, 530, A31
- Law D. R. et al., 2015, AJ, 150, 19
- Law D. R. et al., 2016, AJ, 152, 83
- Lelli F., McGaugh S. S., Schombert J. M., 2017, MNRAS, 468, 2930
- Lüghausen, F., Famaey, B., Kroupa, P., 2014, MNRAS, 441, 2497
- McGaugh S., 2012, AJ, 143, 40
- McGaugh S., 2016, ApJ, 832, L8
- McGaugh S. & Milgrom M., 2013, ApJ, 766, 22
- McGaugh S. & Wolf J., 2010, ApJ, 722, 248
- Mendoza S., Hernandez X., Hidalgo J. C., Bernal T., 2011, MNRAS, 411, 226
- Mendoza S., Bernal T., Hernandez X., Hidalgo J. C., Torres L. A., 2013, MNRAS, 433, 1802
- Milgrom M., 1983, ApJ, 270, 365
- Milgrom M., 1995, ApJ, 455, 439
- Milgrom M., 2011, Acta Physica Polonica B, 42, 2175
- Milgrom M., 2012, Phys. Rev. Lett., 109, 131101
- Milgrom M. & Sanders R. H., 2003, ApJ, 599, 1
- Milgrom M. & Sanders R. H., 2007, ApJ, 658, 1
- Nojiri, S., & Odintsov, S. D. 2011, PhR, 505, 59
- Planck Collaboration, 2016 A&A, 594, A13
- Richtler, T., Schubert, Y., Hilker, M., et al., 2008, A&A, 478, L23
- Richtler, T., Famaey, B., Gentile, G., et al., 2011, A&A, 531, A100
- Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., et al., 2016, ApJ, 826, 56
- Rodrigues D. C., de Oliveira P. L., Fabris J. C., Gentile G., 2014, MNRAS. 445, 3823
- Samurović S., 2014, A&A, 570, A132
- Samurović S., 2016, Ap&SS, 361, 199
- Sánchez, S.F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al., 2012, A&A, 538, A8
- Sánchez, S.F., García-Benito, R., Zibetti, S., et al., 2016a, A&A, 594, A36
- Sánchez, S.F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al., 2016b, RMxAA, 52, 171
- Sánchez. et al. 2017a, arXiv:1709.05438
- Sánchez. et al. 2017b, MNRAS, 469, 2
- Sanders R. H., 1996, ApJ, 473, 117
- Sanders R. H., 2000, MNRAS, 313, 4
- Sanders R. H. & McGaugh S. S., 2002, ARA&A, 40, 263
- Sanders R. H., 2010, MNRAS, 407, 2
- Sanders R. H., 2012, MNRAS, 419, 6
- Scarpa R., Marconi G., Gimuzzi R., Carraro G., 2007a, A&A, 462, L9
- Scarpa R., Marconi G., Gimuzzi R., Carraro G., 2007b, The Messenger, 128, 41
- Scarpa R., & Falomo R., 2010, A&A, 523, 43
- Scarpa R., Marconi G., Carraro G., Falomo R., Villanova S., 2011, A&A, 525, A148
- Serra A. L., Diaferio A., Murante G., Borgani S., 2011, MNRAS, 412, 800
- Schuberth, Y., Richtler, T., Hilker, M., et al., 2012, A&A, 544, A115
- Slosar, A., Melchiorri, A. and Silk, J. I., 2005, Phys. Rev. D., 72, 01301
- Smee S. A., et al., 2013, AJ, 146, 32
- Swaters R.A., Sanders R.H., McGaugh S S., 2010, ApJ, 718, 380
- Szydagis et al. 2016, arXiv:1611.05525
- Thomas, G. F.; Famaey, B.; Ibata, R., et al., 2018, A&A, 609, A44
- Tortora C., Romanowsky A. J., Cardone V. F., Napolitano N. R., Jetzer Ph., 2014, MNRAS, 438, L46
- Tian, Y. & Ko, C. M., 2016, MNRAS, 462, 1092

- Tiret, O., Combes, F., Angus, G. W., et al., 2007, *A&A*, 476, L1
- Verlinde E. 2016, arXiv:1611.02269
- Walcher, C. J., Wisotzki, L., Bekeraité, S., et al., 2014, *A&A*, 569, A1
- Wake, D. A., Bundy, K., Diamond-Stanic, A. M., et al., 2017, *AJ*, 154, 3
- Wolf, J., Martinez, G. D., Bullock, J. S., et al., 2010, *MNRAS*, 406, 1220
- Yan, R., et al. 2016, *AJ*, 151, 8
- Yan, R., et al. 2016, *AJ*, 152, 197
- Yang et al. 2016, arXiv:1612.01223

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo futuro

5.1. Conclusiones

Los primeros dos objetivos de esta tesis fueron poner a prueba la función universal de perfil de dispersión de velocidades (ecuación 1.7) en objetos soportados por presión, y comprobar la predicción MONDiana de la ecuación (1.6), i.e. el escalamiento entre el valor de aplanamiento de la dispersión de velocidades asintótica, σ_∞ , y el radio al cual sucede este aplanamiento, R_M . Como hemos mencionado, MOND ha gozado de evidente éxito estadístico al reproducir la RAR en sistemas soportados por rotación, pero estudios involucrando grandes muestras en sistemas soportados por presión son escasos, por lo que otro objetivo importante era evaluar la fenomenología MONDiana en un marco estadístico sólido para esta clase de objetos. En el contexto más general de predicciones MONDianas, otro objetivo fue encontrar evidencia de masa faltante en sistemas donde se supone que no existe materia oscura, e.g. cúmulos globulares. Más aún, encontrar correlaciones sistemáticas entre parámetros físicos en distintos sistemas, que emulen o se parezcan a una ley, es siempre un resultado fuerte para MOND.

Realizamos ajustes no lineales a un gran número de objetos soportados por presión, de los cuales fueron seleccionados un total de 358 sistemas; 12 cúmulos globulares, 314 galaxias elípticas de baja rotación y 32 cúmulos de galaxias, bajo los criterios de selección discutidos en los capítulos anteriores. Encontramos un excelente acuerdo entre cada uno de los perfiles estudiados y el ajuste a la ecuación propuesta. Es interesante notar que la forma funcional de la ecuación (1.7) recuerda a la distribución de Maxwell-Boltzmann, utilizada para describir sistemas de gases soportados por presión. La función universal propuesta sin embargo, es una expresión que usamos para modelar sistemas isotrópicos y homogéneos, por lo que una función más realista debería de considerar términos de anisotropía y considerar distribuciones no homogéneas. No obstante, para un estudio compren-

5. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

sivo de primer orden de este tipo, el éxito de la función propuesta es sorprendente dada la cantidad de sistemas estudiados y la enorme extensión en masa abarcada.

Utilizando los parámetros de ajuste de los objetos analizados, pusimos a prueba la predicción MONDiana de la ecuación (1.6). Encontramos que para las muestras de los 12 cúmulos globulares, las 13 galaxias elípticas de baja rotación de CALIFA, y para las 60 galaxias elípticas de baja rotación y de menor error relativo de MaNGA, el acuerdo entre observaciones y teoría es excelente. En términos del segundo objetivo, logramos éste al exponer la evidente fenomenología de masa faltante en cúmulos globulares mínimamente afectados por fuerzas de marea Galáctica. Explicar el aplanamiento de los perfiles de dispersión de velocidades bajo el modelo de concordancia es complicado, ya que es bien sabido que estos objetos a escalas sub-galácticas no tienen halos oscuros. Por otra parte, si no hubiésemos observado un aplanamiento en los perfiles de dispersión, sino una dinámica Newtoniana consistente para todos los objetos, sería prueba del rompimiento de MOND. Una ley fenomenológica que surge para aceleraciones bajas (y en límites no relativistas) debería de observarse en toda clase de objetos astrofísicos; en el caso de los cúmulos globulares, el comportamiento MONDiano en las zonas de $a < a_0$ es un gran triunfo.

Como mencionamos, encontramos también excelente acuerdo entre el escalamiento esperado en 73 galaxias elípticas, un resultado de alta importancia estadística que cumple con otro objetivo principal de esta tesis. Aunque se observa cierta dispersión en torno a la recta teórica de la ecuación (1.6) en el espacio log-log, hay una variedad de factores que considerar, como los errores observacionales intrínsecos y sistemáticos no previstos, los grados de anisotropía, las desviaciones de una distribución homogénea y posibles efectos de interacción con vecinos cercanos de algunos objetos. Incluso, para poder reproducir la relación TF observada para objetos HSB dentro del marco de MOND, se requiere introducir un cierto grado de anisotropía y desviaciones de distribuciones isotrópicas e isotérmicas (Sanders 2000), por lo que un desarrollo teórico más detallado ayudaría con toda probabilidad a disminuir la dispersión observada.

Observamos también una interesante desviación de la teoría en la muestra completa de 292 elípticas de MaNGA, para galaxias masivas y a mayores corrimientos al rojo, probablemente debido al sesgo en la selección de la muestra original de MaNGA discutido en el capítulo 4; a partir de un cierto valor de z , observamos exclusivamente zonas internas de objetos de muy alta luminosidad (y por ende masivos), por lo que la muestra se vuelve sesgada a partir de este valor de corrimiento al rojo ($z = 0.06$). Este resultado no sólo es importante para explicar las desviaciones del modelo respecto a las observaciones, sino para ayudar a restringir y caracterizar con mejor detalle la muestra de MaNGA.

En el caso de las galaxias elípticas de ATLAS, encontramos valores para el aplanamiento del perfil de dispersión de velocidades muy altos, incompatibles con

las predicciones de gravedad modificada, con toda probabilidad debido a que dado el campo de visión de ATLAS, las observaciones alcanzan como máximo 1.5 radios efectivos, arrojando información únicamente sobre las regiones internas de cada galaxia y no de las zonas en donde las aceleraciones son del orden de a_0 . Interesantemente, los valores de σ_∞ de estas galaxias son del orden de los cúmulos de galaxias, y superiores al valor de aplanamiento para la mayoría de la muestra de HeCS, lo cual constituye una evidencia más de que estamos observando regiones muy internas de estos objetos. Para los cúmulos de galaxias obtuvimos valores de dispersión de velocidades asintóticas más bajos de los esperados; la muestra I-M & L-C mostró valores más cercanos a la predicción de la ecuación (1.7), mientras que la muestra de HeCS exhibió valores cada vez más bajos de lo esperado. Es interesante notar que la muestra de menor corrimiento al rojo (I-M & L-C) se acerca más a las expectativas MONDianas, mientras que la muestra de HeCS con valores de z considerablemente mayores, se aleja en lo que pareciera ser una anti-correlación en el espacio log-log. Una posible explicación de este comportamiento es de carácter evolutivo, en donde los cúmulos de galaxias más cercanos ya han colapsado y se encuentran en equilibrio, mientras que los cúmulos a altos z están todavía en formación con importantes subestructuras aún no disueltas en el cúmulo; bajo este contexto, sería de esperarse que los cúmulos a menores corrimientos al rojo (y modelados bajo extensiones relativistas de MOND) mostraran los escalamientos esperados, y a mayor corrimiento al rojo, más se desviarían de la relación de escalamiento esperada. Como mencionamos en la sección 1.4, la discrepancia de masa que se observa en los cúmulos de galaxias es bien conocida, incluso en las regiones centrales donde se requiere de masa dinámica “Newtoniana” extra. Versiones relativistas de MOND en donde surgen campos adicionales acoplados, cambiarían las predicciones de (1.6), modificando la dinámica Newtoniana esperada en las zonas centrales con correcciones relativistas, y arrojando nuevas predicciones para las zonas de baja aceleración, permitiendo un mejor estudio de estos objetos cosmológicos con valores de dispersión de velocidades cercanos a los 1000 km/s, y por lo tanto regiones en las que naturalmente se espera que correcciones relativistas empiecen a ser relevantes.

Hemos comprobado en esta tesis una de las predicciones fundamentales de fenomenología de tipo MOND para cúmulos globulares y galaxias elípticas soportadas por presión: el escalamiento entre el valor de aplanamiento de la dispersión de velocidades y el radio al cual se aplanan este valor. Dentro del contexto de Λ CDM, no existe razón alguna para esperar esta clase de escalamientos, dado que la distribución de materia se atribuye a historias distintas de formación y evolución galáctica, procesos complicados de “gastrofísica”, retroalimentación bariónica, “quenching” galáctico, entre otros. El que estos escalamientos aparezcan de manera natural y a primer orden, a partir de suponer un sencillo cambio en la aceleración de la gravedad en regímenes de aceleraciones bajas, es una coinciden-

5. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

cia extraordinaria en el esquema del modelo de concordancia. Incluso si resultara ser acertado el paradigma Λ CDM, tendría que explicar estos escalamientos observados, ajustando individualmente parámetros finos para cada objeto.

Por otra parte, hemos corroborado una importante falla de MOND al modelar objetos de carácter cosmológico como lo son los cúmulos de galaxias, y hemos también constatado la necesidad de un marco relativista para poder modelar objetos a escalas mayores que las galácticas.

5.2. Trabajo futuro

Como ya hemos mencionado, este trabajo es un desarrollo de primer orden construido sobre las suposiciones de isotropía y homogeneidad. Es deseable extender el desarrollo teórico de MOND para objetos soportados por presión para incluir términos de anisotropía y considerar diferentes tipos de distribuciones no homogéneas. Asimismo, el tratamiento de todos los perfiles estudiados fue bajo una sola función universal propuesta y sería interesante probar otras formas funcionales que pudieran describir sistemas soportados por presión, utilizando diferentes bases exponenciales o ecuaciones polinomiales. Por otro lado, desarrollar y plantear las predicciones de otras teorías en el contexto del escalamiento de la dispersión de velocidades y los radios de aplanamiento en un espacio log-log, pondría en mejor contexto el éxito de este trabajo, permitiendo un análisis estadístico comparativo de χ^2 entre las expectativas newtonianas, MONDianas y de Λ CDM.

Otra expansión importante de este trabajo involucra el tamaño de las muestras utilizadas; aunque es clara la fortaleza estadística de los resultados basados en las 73 galaxias elípticas, es sin embargo de suma importancia aumentar el número de cúmulos globulares en la cola inferior de la relación log-log de (1.6); simultáneamente, un análisis comparativo entre las 13 galaxias elípticas de CALIFA y las 60 elípticas de MaNGA estudiadas sería interesante para ver si existe un sesgo en el uso de un corte basado en los errores relativos de los ajustes. De la misma manera, la inclusión de otras clases de objetos astrofísicos soportados por presión, tales como galaxias enanas esferoidales y galaxias enanas ultra débiles ayudaría a precisar el triunfo de la predicción de la ecuación (1.6).

Por último, para poder continuar con el estudio de cúmulos de galaxias, se requieren predicciones de teorías relativistas de gravedad modificada que no hayan sido descartadas por los resultados de Wei et al. (2017); sería de gran interés una comparación entre las observaciones de estos objetos relativistas y las expectativas de teorías como biMOND, CEG (Covariant Emergent Gravity), Covariant Torsion Models, y tanto $f(R)$ como $f(R,T)$, donde la velocidad de propagación de las

ondas gravitacionales es exactamente c , entre otras. Finalmente, retomando los resultados de la figura 3.7 en donde pareciera surgir una posible anti-correlación entre el escalamiento de σ_∞ con R_σ en función del tamaño del cúmulo o de z , un estudio comparativo a diferentes corrimientos al rojo y estados evolutivos de los cúmulos de galaxias sería sumamente interesante, así como la inclusión de un mayor número de estos objetos.

5. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

Apéndice A

Tablas con los parámetros de ajuste

En la tabla 1 aparecen los valores de los parámetros ajustados para la muestra de galaxias elípticas de baja rotación de ATLAS 3D, así como para la muestra de cúmulos de galaxias descrita en el capítulo 3. Los perfiles de dispersión de velocidades observados y ajustados de estos objetos aparecen en el apéndice B. En la tabla 2 se muestran los valores de los parámetros ajustados junto con sus respectivos errores, así como los valores de V/σ y masa estelar, de las 292 galaxias de MaNGA que componen la muestra principal estudiada en el capítulo 4. Los perfiles de dispersión de velocidades observados y ajustados, se puede apreciar en el apéndice D, con el número de identificación ID correspondiente. En la tabla 3, se muestran los valores de los parámetros ajustados con sus respectivos errores, así como la suma cuadrática de los errores relativos de cada ajuste, para la submuestra compuesta de los 60 sistemas con menor suma de errores relativos (figura 7 del capítulo 4).

5. APÉNDICE A

TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

Tabla 1. Parámetros de ajuste con errores respectivos, de galaxias elípticas de baja rotación de la muestra ATLAS 3D, cúmulos de galaxias de la muestra de Ibarra-Medel & López-Cruz (I-M & L-C) y cúmulos de galaxias de la muestra HeCS.

Muestra	Nombre del Sistema	$\sigma_0[km/s]$	$R_\sigma[pc]$	$\sigma_\infty[km/s]$
ATLAS 3D	NGC 3608	37.3±16.8	$(0.4 \pm 0.1) \times 10^3$	161.5±3.7
ATLAS 3D	NGC 4374	41.3±9.8	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^3$	253.9±9.3
ATLAS 3D	NGC 4472	60.3±30.1	$(2.5 \pm 1.1) \times 10^3$	236.2±32.8
ATLAS 3D	NGC 4486	73.1±16.8	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^3$	271.3±5.1
ATLAS 3D	NGC 4552	48.7±9.2	$(0.7 \pm 0.2) \times 10^3$	218.7±6.5
ATLAS 3D	NGC 5198	60.7±11.3	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^3$	141.6±11.6
ATLAS 3D	NGC 5557	90.4±19.7	$(0.5 \pm 0.1) \times 10^3$	191.6±6.4
ATLAS 3D	NGC 5831	22.0±7.3	$(0.6 \pm 0.3) \times 10^3$	142.0±5.4
ATLAS 3D	NGC 6703	57.1±10.1	$(0.8 \pm 0.2) \times 10^3$	133.7±9.6
I-M & L-C	A 0168	271.8±229.4	$(0.43 \pm 0.34) \times 10^6$	415.5±74.6
I-M & L-C	A 1213	217.5±153.5	$(0.61 \pm 0.62) \times 10^6$	379.8±112.1
I-M & L-C	A 1773	625.2±448.2	$(0.42 \pm 0.27) \times 10^6$	549.5±102.2
I-M & L-C	A 1939	138.1±243.3	$(0.40 \pm 0.73) \times 10^6$	291.5±71.0
I-M & L-C	A 1983	238.7±117.1	$(0.73 \pm 0.53) \times 10^6$	261.2±98.0
I-M & L-C	A 2040	429.5±262.4	$(0.40 \pm 0.24) \times 10^6$	433.0±70.3
I-M & L-C	A 2052	400.5±207.2	$(0.52 \pm 0.34) \times 10^6$	392.7±130.0
HeCS	A 0655	240.3±48.0	$(2.35 \pm 0.48) \times 10^6$	158.0±15.9
HeCS	A 0646	148.3±29.1	$(5.62 \pm 1.63) \times 10^6$	100.7±20.7
HeCS	A 0667	187.6±44.0	$(3.59 \pm 0.98) \times 10^6$	94.0±25.7
HeCS	A 0744	374.9±100.7	$(0.67 \pm 0.14) \times 10^6$	117.8±11.3
HeCS	A 0750b	274.7±55.4	$(1.87 \pm 0.47) \times 10^6$	154.9±32.7
HeCS	A 0773	425.9±82.4	$(1.94 \pm 0.44) \times 10^6$	194.7±32.1
HeCS	A 0963	247.6±65.4	$(1.90 \pm 0.61) \times 10^6$	196.9±30.4
HeCS	A 0980	456.7±55.9	$(2.28 \pm 0.34) \times 10^6$	89.1±27.3
HeCS	A 1033	288.4±33.2	$(3.85 \pm 0.57) \times 10^6$	42.2±7.7
HeCS	A 1201	202.0±67.6	$(1.47 \pm 0.48) \times 10^6$	149.9±21.1
HeCS	A 1437	631.8±86.8	$(2.64 \pm 0.32) \times 10^6$	64.5±8.8
HeCS	A 1423	345.4±72.1	$(1.81 \pm 0.38) \times 10^6$	165.0±20.8
HeCS	A 1553	327.6±51.2	$(2.14 \pm 0.39) \times 10^6$	63.5±16.6
HeCS	A 1682	407.1±78.1	$(1.56 \pm 0.28) \times 10^6$	114.7±20.1
HeCS	A 1689	513.7±95.1	$(1.62 \pm 0.34) \times 10^6$	227.2±40.7
HeCS	A 1763	619.1±131.2	$(2.32 \pm 0.36) \times 10^6$	188.9±31.5
HeCS	A 1835	602.0±62.2	$(1.24 \pm 0.21) \times 10^6$	183.1±24.3

Muestra	Nombre del Sistema	$\sigma_0[km/s]$	$R_\sigma[pc]$	$\sigma_\infty[km/s]$
HeCS	A 2034	378.0±36.3	$(2.20 \pm 0.39) \times 10^6$	100.4±31.3
HeCS	A 2069	420.4±29.5	$(5.82 \pm 0.62) \times 10^6$	82.2±13.7
HeCS	A 2055	242.4±53.2	$(6.20 \pm 0.74) \times 10^6$	38.6±9.7
HeCS	A 2092	170.1±50.4	$(1.26 \pm 0.42) \times 10^6$	184.0±9.5
HeCS	A 2111	241.5±61.0	$(2.94 \pm 0.81) \times 10^6$	135.9±35.2
HeCS	A 2219	360.2±84.5	$(2.29 \pm 0.50) \times 10^6$	295.1±31.4
HeCS	A 2396	413.6±48.0	$(1.81 \pm 0.32) \times 10^6$	152.2±24.4

Tabla 2. Parámetros de ajuste con errores respectivos, así como masas estelares estimadas y valores de V/σ , de la muestra principal compuesta de 292 galaxias elípticas de muy bajo soporte rotacional de MaNGA. El identificador ID correlaciona con los perfiles de dispersión de velocidades que aparecen en el apéndice C.

ID	MaNGA name	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
1	manga-8274-6103	35.9	11.6	5.4	2.1	214.1	7.7	0.039	11.1
2	manga-8083-1902	54.2	10.4	2.8	0.7	151.9	7.8	0.039	10.7
3	manga-8256-6103	36.4	11.7	6.8	2.8	212.9	10.4	0.040	11.2
4	manga-8451-6102	24.7	12.4	7.0	4.3	231.9	11.3	0.041	11.2
5	manga-8553-3702	68.0	9.1	3.9	0.7	115.1	6.8	0.042	10.9
6	manga-8604-6102	53.4	10.6	2.7	0.7	163.6	6.4	0.042	10.8
7	manga-8333-6104	28.9	11.9	6.4	2.7	207.0	5.9	0.042	11.3
8	manga-8319-6101	46.4	11.1	5.2	1.4	188.0	7.6	0.044	11.1
9	manga-8567-6104	17.1	11.6	2.6	1.8	142.3	4.9	0.045	10.9
10	manga-8549-6101	38.5	11.5	4.3	1.6	173.1	7.3	0.048	11.1
11	manga-8566-6104	50.5	24.1	5.4	3.2	138.8	28.1	0.049	11.1
12	manga-8249-12705	61.3	24.8	5.0	2.5	151.3	28.9	0.051	10.8
13	manga-8247-6101	58.7	12.7	1.6	0.4	148.1	5.4	0.051	10.7
14	manga-8978-3702	43.1	10.5	4.3	1.4	132.8	9.5	0.051	11.0
15	manga-8588-3704	57.4	10.3	3.6	0.8	38.9	11.6	0.053	10.3
16	manga-8253-1901	65.9	8.5	1.7	0.3	68.4	7.1	0.053	10.3
17	manga-8253-6103	70.0	11.1	10.7	2.2	173.4	9.1	0.055	11.3
18	manga-8315-12702	42.3	11.3	8.7	2.8	179.8	9.2	0.056	11.2

5. APÉNDICE A
TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

ID	MaNGA name	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
19	manga-8440-6104	38.1	30.6	5.5	2.3	92.9	33.9	0.058	10.6
20	manga-8459-3701	34.5	12.8	3.1	1.1	171.0	4.7	0.059	10.9
21	manga-8952-12704	34.8	12.6	3.6	1.3	179.4	4.8	0.062	11.1
22	manga-8338-3703	46.7	8.9	3.7	1.0	85.0	9.1	0.063	10.5
23	manga-8239-3703	69.7	42.9	5.3	3.0	108.0	46.5	0.063	10.7
24	manga-8485-9101	43.5	11.3	6.0	1.8	196.7	6.6	0.063	11.3
25	manga-7975-6103	67.2	8.4	7.6	1.4	118.8	7.2	0.063	11.1
26	manga-8155-3702	32.2	12.7	3.9	1.8	90.6	13.8	0.064	10.4
27	manga-8947-1902	26.0	7.8	1.6	0.6	88.0	5.6	0.065	10.3
28	manga-8724-12703	93.6	10.8	5.3	0.9	176.5	8.2	0.065	11.0
29	manga-8604-6103	44.2	10.3	3.5	1.1	163.8	7.7	0.066	10.9
30	manga-8456-3702	78.7	10.5	5.3	0.9	144.0	9.0	0.066	10.9
31	manga-8319-6104	24.9	11.0	3.5	1.7	191.7	6.4	0.066	10.9
32	manga-8550-6101	39.2	9.7	3.2	1.1	150.0	7.7	0.066	10.7
33	manga-8333-9101	38.0	10.2	6.8	2.2	178.6	7.5	0.067	11.2
34	manga-8453-6103	67.4	10.0	5.7	1.0	163.0	7.7	0.068	10.9
35	manga-8553-6102	49.0	9.9	4.1	1.2	159.3	7.4	0.069	11.1
36	manga-8138-3703	54.5	10.6	4.2	1.1	165.2	8.2	0.069	11.1
37	manga-7443-3702	60.5	9.1	7.3	1.4	130.9	6.6	0.069	11.0
38	manga-8728-3703	57.1	11.9	13.5	3.8	179.2	12.0	0.070	11.5
39	manga-8459-6104	60.3	9.9	5.2	1.0	153.1	6.5	0.070	11.1
40	manga-10001-6104	80.7	10.5	7.4	1.2	165.0	7.8	0.070	11.2
41	manga-8612-6103	79.9	10.9	5.9	1.0	177.7	7.6	0.071	11.1
42	manga-8239-6103	92.4	11.7	5.5	0.7	166.0	4.8	0.071	11.2
43	manga-8255-6101	38.0	11.1	6.9	2.8	133.9	11.7	0.071	10.9
44	manga-8252-1902	60.6	8.2	0.9	0.1	35.4	5.1	0.071	9.6
45	manga-8143-3704	64.2	12.5	2.4	0.5	200.2	6.9	0.072	10.9
46	manga-8452-6103	28.9	14.3	3.4	1.6	188.6	4.5	0.072	11.1
47	manga-8555-6104	73.8	12.1	3.6	0.6	167.2	5.7	0.072	11.1
48	manga-8484-9102	32.8	11.7	2.9	1.0	146.6	4.2	0.074	10.9
49	manga-8931-6103	53.3	7.7	2.8	0.5	70.1	7.0	0.074	10.3
50	manga-8726-3702	57.7	7.2	3.8	0.7	76.5	6.1	0.074	10.4
51	manga-8613-3704	49.9	10.7	3.6	1.1	159.6	10.3	0.075	10.8
52	manga-8602-12704	80.1	10.6	4.9	0.7	142.4	5.1	0.075	11.2
53	manga-8551-6103	30.7	9.8	6.2	2.5	174.7	7.9	0.075	11.0
54	manga-8466-6104	46.1	9.7	8.3	2.0	157.4	6.2	0.076	11.2
55	manga-9042-1901	46.5	12.4	5.4	2.1	157.0	13.8	0.076	10.6
56	manga-8261-6101	53.4	11.3	7.2	2.1	196.8	9.7	0.076	11.2

ID	MaNGA name	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
57	manga-8156-3704	47.5	12.2	9.3	2.9	213.7	11.0	0.077	11.2
58	manga-8329-6101	74.5	8.9	5.4	0.8	120.2	6.4	0.077	10.9
59	manga-8946-3701	77.2	6.7	3.9	0.4	33.6	5.1	0.078	10.6
60	manga-8725-3702	45.8	10.2	5.1	1.5	157.3	7.7	0.078	11.0
61	manga-8945-6104	85.0	8.1	3.7	0.5	73.8	5.9	0.078	10.7
62	manga-8325-6101	57.0	9.4	6.0	1.6	134.1	9.6	0.080	10.8
63	manga-8313-3701	57.3	9.7	5.1	1.1	144.3	7.6	0.080	11.0
64	manga-8325-6103	48.3	7.5	5.4	1.2	83.5	7.0	0.080	10.7
65	manga-8713-3703	62.7	5.3	3.1	0.3	27.9	2.4	0.081	10.0
66	manga-7990-12705	74.7	10.7	2.9	0.4	118.9	4.3	0.083	10.7
67	manga-8146-3704	40.8	10.6	3.1	0.9	152.7	5.7	0.083	10.8
68	manga-8601-9102	74.0	11.1	5.2	1.0	176.1	8.6	0.084	11.1
69	manga-8313-3702	72.0	11.6	5.6	1.3	150.7	12.1	0.085	11.1
70	manga-8084-12702	79.3	7.5	5.3	0.7	69.9	6.3	0.085	11.0
71	manga-8728-12703	70.5	11.4	5.3	1.1	200.5	7.2	0.086	11.2
72	manga-8315-3702	46.3	9.3	5.7	1.5	99.7	9.2	0.086	10.8
73	manga-8313-3704	57.9	19.1	7.9	3.0	166.6	21.1	0.087	11.0
74	manga-8482-6103	46.0	11.8	5.9	1.8	193.3	10.4	0.088	10.9
75	manga-8440-6103	63.5	10.9	9.0	2.0	191.1	9.6	0.090	11.2
76	manga-8980-12703	61.7	7.7	4.5	0.6	75.8	5.4	0.090	10.6
77	manga-8591-6102	59.1	12.0	6.4	1.7	208.1	10.4	0.090	11.2
78	manga-8482-6102	78.3	10.6	6.6	1.1	149.6	8.9	0.090	11.0
79	manga-8720-6101	47.8	8.8	3.6	0.7	116.0	5.2	0.091	10.8
80	manga-8131-1902	36.5	9.8	6.6	2.3	152.9	8.3	0.091	11.1
81	manga-8450-3702	51.8	10.0	6.8	1.8	141.5	9.5	0.091	10.8
82	manga-8980-3701	41.0	6.9	1.6	0.4	61.5	6.5	0.092	9.9
83	manga-8601-1902	52.5	9.0	2.1	0.5	110.8	6.1	0.092	10.4
84	manga-8453-3703	24.2	7.7	2.9	1.3	65.0	8.3	0.092	9.9
85	manga-8440-3703	61.2	6.1	2.1	0.2	31.2	3.2	0.092	10.3
86	manga-8330-3701	53.0	11.1	3.2	0.7	156.0	5.6	0.095	10.9
87	manga-8721-1901	71.2	10.1	2.2	0.3	127.2	5.7	0.095	10.3
88	manga-8330-12705	57.5	10.5	7.0	1.4	152.5	5.3	0.096	11.2
89	manga-8551-3703	46.0	10.1	3.5	1.1	149.2	8.7	0.096	10.7
90	manga-8253-6102	53.8	9.9	7.6	1.7	171.3	6.2	0.097	11.0
91	manga-8604-3701	33.8	7.6	2.5	0.8	84.0	6.5	0.097	10.4
92	manga-8147-1901	73.9	11.2	2.3	0.5	34.7	13.2	0.098	10.2
93	manga-8332-3701	58.0	6.2	5.2	0.7	42.0	4.7	0.098	10.7
94	manga-8462-6102	57.3	8.9	7.2	1.5	144.0	6.0	0.099	11.0

5. APÉNDICE A
TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

ID	MaNGA name	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
95	manga-8555-9101	80.2	12.9	3.3	0.6	190.7	5.4	0.099	11.1
96	manga-8319-12703	33.6	15.0	1.8	0.7	162.9	3.7	0.102	10.6
97	manga-8138-3702	114.1	8.0	4.8	0.4	63.9	5.9	0.102	10.8
98	manga-8141-6102	78.0	9.5	2.8	0.4	107.5	5.4	0.103	10.8
99	manga-8451-6104	59.0	10.2	3.7	0.7	140.2	5.2	0.103	10.8
100	manga-8449-3704	36.6	12.5	1.4	0.4	129.4	3.7	0.104	10.3
101	manga-8255-6104	80.4	11.0	5.7	0.9	173.1	8.2	0.104	11.3
102	manga-8156-6101	63.5	9.7	4.6	0.9	127.7	6.6	0.105	11.0
103	manga-8261-12701	51.4	9.3	4.7	0.9	122.6	5.3	0.105	10.9
104	manga-8333-6101	48.1	11.8	6.5	1.8	213.3	7.4	0.106	11.3
105	manga-8548-6101	28.3	9.7	4.2	1.5	127.9	5.0	0.106	10.7
106	manga-8317-3704	31.0	9.1	4.2	2.0	99.8	10.1	0.107	10.2
107	manga-7815-3703	54.5	10.5	5.6	1.3	160.0	7.9	0.107	11.1
108	manga-8448-9102	70.8	8.7	4.7	0.5	73.0	3.5	0.107	10.9
109	manga-8601-1901	53.5	12.2	1.9	0.4	151.8	5.1	0.108	10.5
110	manga-8141-6103	66.0	14.6	1.5	0.3	165.8	4.3	0.108	10.6
111	manga-8317-3702	47.6	10.6	3.7	1.1	171.5	8.2	0.109	10.8
112	manga-7495-12705	67.7	6.1	5.5	0.6	46.3	2.7	0.109	10.9
113	manga-8078-6102	30.4	10.8	2.1	0.8	126.1	3.9	0.110	10.7
114	manga-7495-1901	57.2	7.5	1.8	0.3	72.9	5.8	0.112	10.0
115	manga-8084-1902	45.4	7.8	1.0	0.2	43.9	2.6	0.112	9.6
116	manga-8615-3702	50.2	12.3	4.5	1.4	227.1	8.1	0.112	11.1
117	manga-8611-6101	80.9	10.3	2.8	0.5	147.6	6.9	0.113	10.7
118	manga-8554-6102	48.4	12.7	9.3	2.5	231.1	7.0	0.113	11.4
119	manga-8263-3702	43.8	9.6	8.5	2.4	168.6	7.3	0.113	11.1
120	manga-8623-6103	60.5	10.1	4.5	0.8	144.3	5.9	0.114	11.1
121	manga-8132-9102	49.5	12.8	4.2	1.1	191.1	5.1	0.114	11.2
122	manga-8455-6104	46.5	10.1	6.8	1.7	177.9	6.6	0.115	11.0
123	manga-8149-12704	49.6	9.8	2.2	0.5	112.2	4.1	0.116	10.8
124	manga-8250-9101	51.8	11.7	3.2	0.8	162.8	5.3	0.117	11.0
125	manga-8612-3703	63.6	10.2	5.4	1.1	155.5	8.8	0.117	10.9
126	manga-8726-1901	55.0	11.6	3.0	0.9	178.1	10.5	0.118	10.9
127	manga-8249-6104	38.6	13.4	2.7	0.9	180.9	4.9	0.118	10.8
128	manga-8601-6104	68.2	10.5	4.0	0.9	166.3	9.0	0.118	10.9
129	manga-8312-3701	110.5	8.8	2.1	0.2	75.2	4.9	0.119	10.4
130	manga-8603-1901	59.1	8.0	1.9	0.3	74.3	7.1	0.120	10.1
131	manga-8716-3703	70.7	10.4	3.6	0.6	118.0	4.7	0.120	10.9
132	manga-8131-3703	39.6	12.2	9.0	3.6	228.6	11.4	0.120	11.4

ID	MaNGA name	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
133	manga-8603-12702	66.6	5.8	3.0	0.3	30.3	3.5	0.120	10.4
134	manga-8952-6102	47.8	10.6	2.7	0.8	170.6	7.2	0.120	10.8
135	manga-8326-3703	63.7	10.8	4.8	0.9	166.1	7.3	0.121	10.9
136	manga-7975-3703	76.6	8.7	7.5	1.2	106.6	7.7	0.123	11.0
137	manga-8717-3701	95.7	14.3	1.4	0.2	124.3	3.6	0.123	10.6
138	manga-9029-12703	52.3	12.1	4.9	1.2	167.7	4.8	0.124	11.2
139	manga-8254-1901	37.3	7.6	1.4	0.4	70.8	7.5	0.124	9.4
140	manga-8447-12704	37.7	10.6	8.5	2.9	192.6	8.9	0.124	11.1
141	manga-8725-12703	50.7	6.7	3.9	0.7	67.5	5.0	0.125	10.5
142	manga-8156-3702	117.6	7.6	4.4	0.4	35.8	8.2	0.126	9.9
143	manga-8606-6103	88.7	8.9	3.5	0.3	70.2	3.5	0.127	10.8
144	manga-8616-6103	40.7	14.2	4.4	1.6	237.6	5.7	0.127	11.2
145	manga-8554-3703	61.9	7.5	2.1	0.3	64.2	5.1	0.128	10.4
146	manga-8458-6104	36.5	7.1	2.4	0.6	74.9	5.7	0.129	10.3
147	manga-8312-3704	42.1	8.9	2.2	0.6	107.1	5.1	0.131	10.3
148	manga-9029-3703	58.1	13.4	4.3	1.3	149.4	14.8	0.131	10.7
149	manga-8143-12701	40.4	10.9	5.0	1.5	168.3	5.5	0.132	11.2
150	manga-7960-6104	46.7	7.9	2.3	0.5	91.1	5.4	0.133	10.5
151	manga-8317-12702	75.2	9.2	15.4	2.6	84.4	9.4	0.133	11.0
152	manga-8459-1901	56.4	20.9	2.0	0.8	76.3	23.2	0.133	9.7
153	manga-8591-6101	80.5	10.2	5.3	0.7	143.0	5.7	0.133	11.1
154	manga-8341-12702	60.8	10.5	5.7	1.2	172.6	6.3	0.134	11.3
155	manga-8439-1902	29.1	9.0	1.1	0.3	87.0	4.2	0.134	10.0
156	manga-8465-1901	33.5	10.1	2.0	0.9	147.3	9.7	0.134	10.4
157	manga-10001-3704	36.0	10.8	3.3	1.3	83.7	12.1	0.134	10.5
158	manga-8551-6102	46.1	8.1	5.3	1.1	112.1	5.5	0.135	10.8
159	manga-7962-1902	86.5	8.1	2.8	0.4	53.8	8.7	0.135	10.0
160	manga-8133-3702	62.7	11.6	7.0	1.7	180.9	10.4	0.136	11.2
161	manga-8952-3704	43.0	9.5	2.6	0.8	97.2	9.8	0.137	10.4
162	manga-8259-3703	37.3	16.9	3.1	1.3	225.2	5.1	0.138	11.0
163	manga-8335-1902	44.9	6.2	1.5	0.3	38.4	5.2	0.138	9.7
164	manga-8948-12702	96.9	7.2	3.2	0.3	41.4	3.8	0.139	10.7
165	manga-8315-3703	35.5	10.3	5.0	1.7	146.6	5.6	0.139	11.1
166	manga-8330-6104	40.1	9.1	4.7	1.2	139.8	6.1	0.139	10.8
167	manga-8726-3701	59.0	10.8	5.1	1.1	170.9	7.7	0.140	11.2
168	manga-8725-3704	41.8	7.5	4.3	1.0	71.4	5.9	0.141	10.5
169	manga-8464-3701	23.7	5.4	4.3	1.4	37.9	5.1	0.142	10.4
170	manga-8567-1901	30.1	6.3	1.8	0.5	49.3	4.4	0.142	10.0

5. APÉNDICE A

TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

ID	MaNGA name	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
171	manga-8449-1901	66.2	11.3	2.1	0.5	165.7	8.2	0.142	10.7
172	manga-8330-3703	52.8	7.5	4.6	0.8	69.6	6.1	0.143	10.8
173	manga-8312-9102	58.3	12.5	2.6	0.5	151.1	4.2	0.143	10.8
174	manga-8603-1902	68.9	10.7	1.9	0.3	134.2	6.3	0.143	10.7
175	manga-8452-3702	57.5	14.3	5.6	1.8	215.5	14.9	0.144	11.1
176	manga-8715-3704	44.0	14.5	3.7	1.2	235.7	5.7	0.144	11.1
177	manga-8325-6104	80.5	10.7	5.2	1.0	161.8	9.6	0.145	11.1
178	manga-8486-1902	99.5	8.6	1.2	0.1	64.5	4.6	0.145	10.0
179	manga-8319-1901	38.5	9.2	2.1	0.5	112.8	5.2	0.145	10.4
180	manga-8263-9102	52.4	9.8	5.7	1.4	155.3	7.3	0.146	11.0
181	manga-8326-6103	84.7	7.8	4.4	0.4	74.7	4.0	0.146	10.6
182	manga-8714-3702	75.0	11.8	4.9	1.1	191.9	10.4	0.148	10.9
183	manga-8548-3701	31.7	9.1	5.3	1.7	134.8	5.7	0.149	11.0
184	manga-8138-3704	67.4	6.4	1.9	0.2	41.9	3.6	0.150	9.9
185	manga-10001-1902	66.4	10.4	2.2	0.5	75.2	12.1	0.151	10.2
186	manga-8257-3701	55.1	10.4	3.2	0.8	154.7	7.8	0.151	11.0
187	manga-8613-6104	45.2	10.7	7.8	2.2	166.0	9.5	0.151	11.3
188	manga-7962-6103	76.6	9.8	6.5	0.9	139.1	6.2	0.153	11.2
189	manga-8261-3704	38.8	11.7	7.4	2.8	149.9	11.8	0.153	11.2
190	manga-8146-12705	76.5	7.3	5.5	0.7	70.1	4.5	0.154	10.9
191	manga-8143-1901	45.2	8.2	2.6	0.6	51.0	8.9	0.155	10.1
192	manga-8243-6104	53.4	10.9	4.2	1.1	188.3	8.2	0.155	10.9
193	manga-8483-3701	85.4	7.5	2.0	0.2	43.7	3.2	0.155	10.5
194	manga-8464-1902	74.7	8.4	3.1	0.5	54.0	9.1	0.155	10.7
195	manga-8462-3702	49.9	11.3	8.2	2.3	211.0	9.3	0.156	11.3
196	manga-8341-3701	95.6	9.0	2.7	0.3	73.2	4.1	0.157	10.6
197	manga-8447-6102	76.8	11.2	7.0	1.1	185.0	5.9	0.157	11.3
198	manga-8137-3703	52.7	8.8	2.1	0.4	86.9	5.1	0.157	10.6
199	manga-7975-3702	53.6	11.7	6.0	1.6	215.5	8.9	0.157	11.3
200	manga-8726-9101	60.0	9.6	5.3	1.1	135.3	6.9	0.158	11.1
201	manga-8333-3704	46.6	12.4	7.0	2.3	242.6	9.2	0.159	11.3
202	manga-8553-6103	81.1	7.8	3.9	0.4	72.1	4.5	0.159	10.7
203	manga-8461-3701	74.4	14.1	6.9	1.6	133.6	15.2	0.159	10.9
204	manga-8718-3702	57.0	9.8	3.2	0.6	112.3	4.8	0.160	10.9
205	manga-8077-3702	43.2	7.0	1.9	0.4	62.6	5.7	0.160	10.2
206	manga-8550-12701	53.1	9.2	4.7	1.1	134.1	6.9	0.160	11.0
207	manga-8613-6103	43.7	10.1	2.7	0.7	143.8	5.2	0.160	10.6
208	manga-8078-1902	61.6	11.4	1.2	0.2	108.4	4.2	0.160	10.4

ID	MaNGA name	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
209	manga-8252-3702	80.0	7.0	6.5	0.8	61.5	5.6	0.161	10.8
210	manga-8143-6104	56.0	10.3	4.7	1.2	167.8	8.1	0.161	10.9
211	manga-8253-3704	28.8	11.2	1.9	0.7	146.6	4.7	0.161	10.5
212	manga-8077-3704	43.0	9.9	2.7	0.8	68.5	11.1	0.161	10.3
213	manga-8325-9102	48.6	6.6	6.0	0.9	64.3	4.0	0.162	10.9
214	manga-8948-3702	55.9	8.3	1.7	0.3	70.1	3.6	0.163	10.4
215	manga-8714-3704	48.4	11.5	5.3	1.9	151.1	12.6	0.163	11.0
216	manga-8456-6103	38.5	10.1	7.5	2.2	158.3	6.5	0.163	11.3
217	manga-9049-12705	87.4	9.6	3.9	0.5	110.3	4.8	0.163	11.0
218	manga-8145-3702	29.5	12.3	0.6	0.2	47.9	1.8	0.163	9.6
219	manga-8137-6103	64.9	12.5	5.5	1.6	155.3	13.9	0.164	11.0
220	manga-8078-1901	30.6	8.7	2.1	0.9	105.7	8.3	0.164	10.3
221	manga-8547-1902	42.5	10.5	5.8	1.6	162.5	6.0	0.164	11.1
222	manga-8326-3701	106.0	9.0	2.0	0.2	78.8	5.6	0.164	10.4
223	manga-8718-6101	70.5	8.1	6.4	0.9	82.1	6.1	0.165	10.9
224	manga-8259-3704	52.9	8.8	6.9	1.6	75.8	9.1	0.167	10.9
225	manga-8330-6101	77.7	8.4	3.8	0.4	91.6	4.4	0.167	10.7
226	manga-8485-6104	53.7	9.8	4.2	0.8	139.3	5.4	0.168	10.9
227	manga-8454-3703	55.6	9.9	6.1	1.3	156.8	7.5	0.169	10.9
228	manga-8550-1901	78.0	8.1	1.9	0.2	68.7	6.4	0.170	10.1
229	manga-8548-1902	48.4	6.7	1.2	0.2	36.4	2.8	0.171	9.5
230	manga-8456-3704	23.9	9.1	1.4	0.4	57.0	2.7	0.171	10.0
231	manga-8319-1902	76.0	7.9	1.7	0.2	58.6	5.1	0.171	10.1
232	manga-8604-1901	58.0	10.7	2.3	0.6	137.7	10.8	0.172	10.5
233	manga-8315-1901	53.3	6.9	2.0	0.3	53.9	3.6	0.172	10.0
234	manga-8319-6103	51.9	7.3	5.6	1.0	84.5	5.8	0.174	10.9
235	manga-8553-12704	52.8	7.5	5.1	0.8	67.5	3.2	0.176	10.9
236	manga-8949-6102	58.8	6.6	1.8	0.2	42.0	3.5	0.176	10.2
237	manga-8931-3704	54.9	6.6	1.3	0.2	39.9	2.9	0.177	9.3
238	manga-10001-6103	92.1	7.6	3.3	0.3	58.1	4.9	0.177	10.7
239	manga-8140-12701	86.8	6.8	3.0	0.3	46.0	3.4	0.177	10.5
240	manga-8261-9101	103.6	24.3	16.7	4.3	83.0	26.5	0.178	11.0
241	manga-8133-3703	74.0	10.6	4.6	0.8	148.7	9.4	0.179	10.8
242	manga-8715-3703	45.4	9.0	3.6	0.8	114.3	5.5	0.179	10.7
243	manga-7991-6101	90.7	9.2	2.2	0.2	79.4	4.9	0.179	10.6
244	manga-8552-6104	44.4	10.6	5.1	1.5	177.4	6.9	0.179	11.1
245	manga-8440-3701	70.2	10.5	2.0	0.3	124.6	5.2	0.180	10.3
246	manga-9049-3704	59.6	8.5	1.8	0.3	91.8	6.9	0.181	9.6

5. APÉNDICE A
TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

ID	MaNGA name	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
247	manga-9049-1901	67.5	9.6	7.0	1.2	91.5	6.1	0.181	11.2
248	manga-8611-3701	107.7	7.9	2.8	0.3	63.5	5.4	0.182	10.6
249	manga-8721-6103	113.7	9.3	3.5	0.3	74.6	3.6	0.182	10.9
250	manga-8718-1901	51.5	10.6	2.7	0.8	139.7	10.5	0.184	10.8
251	manga-8604-12705	95.4	7.4	4.0	0.4	55.5	6.0	0.184	10.7
252	manga-9042-3704	48.4	14.0	4.1	1.7	205.6	15.3	0.185	10.9
253	manga-8724-6102	63.2	5.9	3.1	0.3	34.2	2.5	0.185	10.3
254	manga-7495-12701	83.9	8.4	4.4	0.4	72.3	3.3	0.185	10.8
255	manga-8603-9101	90.9	7.4	2.5	0.2	46.8	3.5	0.186	10.5
256	manga-8950-1902	90.5	10.0	1.3	0.2	92.5	4.9	0.186	10.2
257	manga-8254-3702	43.9	8.6	2.7	0.6	101.3	4.7	0.187	10.5
258	manga-8602-12705	98.2	7.5	3.7	0.3	55.9	3.8	0.188	10.8
259	manga-8252-3704	70.5	8.1	3.1	0.4	82.3	4.8	0.188	10.6
260	manga-8450-6104	78.5	10.2	2.9	0.4	99.9	3.9	0.189	11.0
261	manga-8319-3702	57.0	7.6	2.9	0.4	75.9	3.9	0.190	10.5
262	manga-8329-1901	84.3	9.4	1.7	0.2	96.9	6.0	0.191	10.4
263	manga-8978-1901	58.5	8.5	2.5	0.5	75.9	8.5	0.192	10.5
264	manga-8592-1901	65.3	8.8	2.3	0.4	79.4	9.0	0.192	10.1
265	manga-8253-9101	52.2	10.1	3.6	0.9	147.3	6.3	0.193	10.9
266	manga-8604-6104	45.0	8.7	2.9	0.8	116.0	7.2	0.194	10.8
267	manga-8335-6101	42.2	11.6	2.3	0.8	72.4	12.8	0.194	10.1
268	manga-8147-3704	62.1	9.2	1.9	0.3	86.3	4.0	0.195	10.6
269	manga-8454-3701	56.5	12.3	5.8	1.7	117.5	13.6	0.195	11.0
270	manga-8455-1901	23.5	6.0	3.0	1.1	59.9	5.3	0.195	9.8
271	manga-8135-1901	51.1	8.1	2.9	0.7	59.0	9.0	0.196	9.8
272	manga-8464-3702	33.8	8.1	1.8	0.5	82.5	3.8	0.196	10.5
273	manga-8259-3702	40.1	6.4	2.8	0.6	50.0	4.3	0.196	10.5
274	manga-8243-3704	53.0	11.5	1.9	0.4	131.9	4.4	0.196	10.4
275	manga-8459-3703	79.3	9.7	3.6	0.4	65.0	2.7	0.197	11.0
276	manga-9041-12704	76.6	6.6	8.5	1.1	70.4	3.8	0.198	11.0
277	manga-8155-6103	81.6	9.6	6.7	0.8	99.7	4.7	0.199	11.3
278	manga-8724-3702	69.2	10.6	2.3	0.4	133.3	5.4	0.199	10.7
279	manga-8979-3704	68.3	9.2	4.2	0.5	74.4	3.4	0.199	10.7
280	manga-8588-6101	38.8	10.4	2.3	0.5	88.2	3.1	0.199	11.0
281	manga-8455-3704	62.6	7.7	3.1	0.5	38.8	7.7	0.200	9.9
282	manga-8482-3701	54.7	11.4	2.4	0.5	127.8	4.2	0.201	10.7
283	manga-8258-3703	63.6	11.2	3.9	0.7	140.6	5.1	0.204	11.0
284	manga-8243-3703	77.0	6.4	2.7	0.3	43.3	3.3	0.204	10.3

ID	MaNGA name	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	V/σ	$\log M_\star$ [M_\odot]
285	manga-8312-1902	62.0	9.8	2.0	0.4	110.0	5.6	0.206	10.4
286	manga-8728-12705	43.4	5.8	6.9	1.1	34.6	3.5	0.206	10.8
287	manga-8597-1902	80.8	7.8	2.6	0.3	58.1	5.1	0.207	10.4
288	manga-8934-12705	45.5	6.5	2.5	0.4	51.3	3.2	0.209	10.3
289	manga-8947-12704	69.3	6.3	4.3	0.6	38.4	5.4	0.210	10.8
290	manga-8600-3702	80.3	8.7	2.5	0.3	86.1	5.4	0.210	10.4
291	manga-8946-12702	91.9	9.8	6.7	1.0	60.4	10.7	0.211	11.0
292	manga-8243-1902	63.9	9.4	2.9	0.6	130.5	8.4	0.211	10.2

Tabla 3. Parámetros de ajuste con errores respectivos, así como la suma total del cuadrado de los errores relativos de cada sistema, para la sub muestra de las 60 galaxias con menor suma de errores relativos.

ID	σ_0 [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_0$ [<i>km/s</i>]	R_σ [<i>kpc</i>]	δR_σ [<i>kpc</i>]	σ_∞ [<i>km/s</i>]	$\delta\sigma_\infty$ [<i>km/s</i>]	$\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\delta x_i}{x_i}\right)^2$
77	113.7	9.3	3.5	0.3	74.6	3.6	0.016
36	98.2	7.5	3.7	0.3	55.9	3.8	0.017
24	86.8	6.8	3.0	0.3	46.0	3.4	0.019
26	90.9	7.4	2.5	0.2	46.8	3.5	0.020
81	110.5	8.8	2.1	0.2	75.2	4.9	0.020
73	95.6	9.0	2.7	0.3	73.2	4.1	0.021
78	84.7	7.8	4.4	0.4	74.7	4.0	0.021
21	77.0	6.4	2.7	0.3	43.3	3.3	0.021
69	83.9	8.4	4.4	0.4	72.3	3.3	0.021
51	99.5	8.6	1.2	0.1	64.5	4.6	0.022
48	114.1	8.0	4.8	0.4	63.9	5.9	0.022
17	96.9	7.2	3.2	0.3	41.4	3.8	0.022
64	88.7	8.9	3.5	0.3	70.2	3.5	0.022
22	85.4	7.5	2.0	0.2	43.7	3.2	0.022
25	67.7	6.1	5.5	0.6	46.3	2.7	0.022
47	107.7	7.9	2.8	0.3	63.5	5.4	0.022
88	106.0	9.0	2.0	0.2	78.8	5.6	0.023
68	81.1	7.8	3.9	0.4	72.1	4.5	0.024

5. APÉNDICE A
TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

ID	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	$\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\delta x_i}{x_i}\right)^2$
5	63.2	5.9	3.1	0.3	34.2	2.5	0.024
39	92.1	7.6	3.3	0.3	58.1	4.9	0.024
1	62.7	5.3	3.1	0.3	27.9	2.4	0.024
65	76.6	6.6	8.5	1.1	70.4	3.8	0.025
62	76.5	7.3	5.5	0.7	70.1	4.5	0.027
18	67.4	6.4	1.9	0.2	41.9	3.6	0.027
90	90.7	9.2	2.2	0.2	79.4	4.9	0.027
110	77.7	8.4	3.8	0.4	91.6	4.4	0.027
128	87.4	9.6	3.9	0.5	110.3	4.8	0.028
112	90.5	10.0	1.3	0.2	92.5	4.9	0.029
52	79.3	9.7	3.6	0.4	65.0	2.7	0.029
35	95.4	7.4	4.0	0.4	55.5	6.0	0.029
45	80.0	7.0	6.5	0.8	61.5	5.6	0.030
74	85.0	8.1	3.7	0.5	73.8	5.9	0.030
2	66.6	5.8	3.0	0.3	30.3	3.5	0.030
117	81.6	9.6	6.7	0.8	99.7	4.7	0.031
38	80.8	7.8	2.6	0.3	58.1	5.1	0.031
72	70.8	8.7	4.7	0.5	73.0	3.5	0.031
3	61.2	6.1	2.1	0.2	31.2	3.2	0.032
228	92.4	11.7	5.5	0.7	166.0	4.8	0.032
101	80.3	8.7	2.5	0.3	86.1	5.4	0.033
92	70.5	8.1	3.1	0.4	82.3	4.8	0.033
60	79.3	7.5	5.3	0.7	69.9	6.3	0.034
175	80.5	10.2	5.3	0.7	143.0	5.7	0.035
19	58.8	6.6	1.8	0.2	42.0	3.5	0.035
40	76.0	7.9	1.7	0.2	58.6	5.1	0.035
114	84.3	9.4	1.7	0.2	96.9	6.0	0.035
58	78.0	8.1	1.9	0.2	68.7	6.4	0.036
16	54.9	6.6	1.3	0.2	39.9	2.9	0.036
119	78.5	10.2	2.9	0.4	99.9	3.9	0.037
91	70.5	8.1	6.4	0.9	82.1	6.1	0.037
76	68.3	9.2	4.2	0.5	74.4	3.4	0.037
142	74.5	8.9	5.4	0.8	120.2	6.4	0.038
144	95.7	14.3	1.4	0.2	124.3	3.6	0.039
166	76.6	9.8	6.5	0.9	139.1	6.2	0.039
83	61.7	7.7	4.5	0.6	75.8	5.4	0.040
124	78.0	9.5	2.8	0.4	107.5	5.4	0.040
174	80.1	10.6	4.9	0.7	142.4	5.1	0.040

ID	σ_0 [km/s]	$\delta\sigma_0$ [km/s]	R_σ [kpc]	δR_σ [kpc]	σ_∞ [km/s]	$\delta\sigma_\infty$ [km/s]	$\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\delta x_i}{x_i}\right)^2$
20	58.0	6.2	5.2	0.7	42.0	4.7	0.040
84	57.0	7.6	2.9	0.4	75.9	3.9	0.041
4	77.2	6.7	3.9	0.4	33.6	5.1	0.041
33	53.3	6.9	2.0	0.3	53.9	3.6	0.042

Tabla 4. Masa estelar, radio efectivo, y tipo morfológico de galaxias elípticas de baja rotación de la muestra CALIFA.

Nombre del Sistema	$\log M_\star [M_\odot]$	R_e [kpc]	Tipo Morfológico
NGC 0155	11.0	11.1	E1
NGC 0677	10.9	14.5	E0
NGC 0731	10.8	5.9	E1
NGC 0938	10.9	5.2	E3
NGC 0962	11.0	5.8	E3
NGC 1026	10.9	8.3	E2
NGC 1060	11.4	15.1	E3
NGC 4841A	11.1	12.0	E3
NGC 5198	10.5	5.2	E1
NGC 5216	10.3	7.3	E0
NGC 6515	11.2	10.6	E3
NGC 7194	11.2	18.3	E3
NGC 7619	11.1	12.5	E3

5. APÉNDICE A
TABLAS CON LOS PARÁMETROS DE AJUSTE

Apéndice B

Perfiles de dispersión de

velocidades: cúmulos globulares

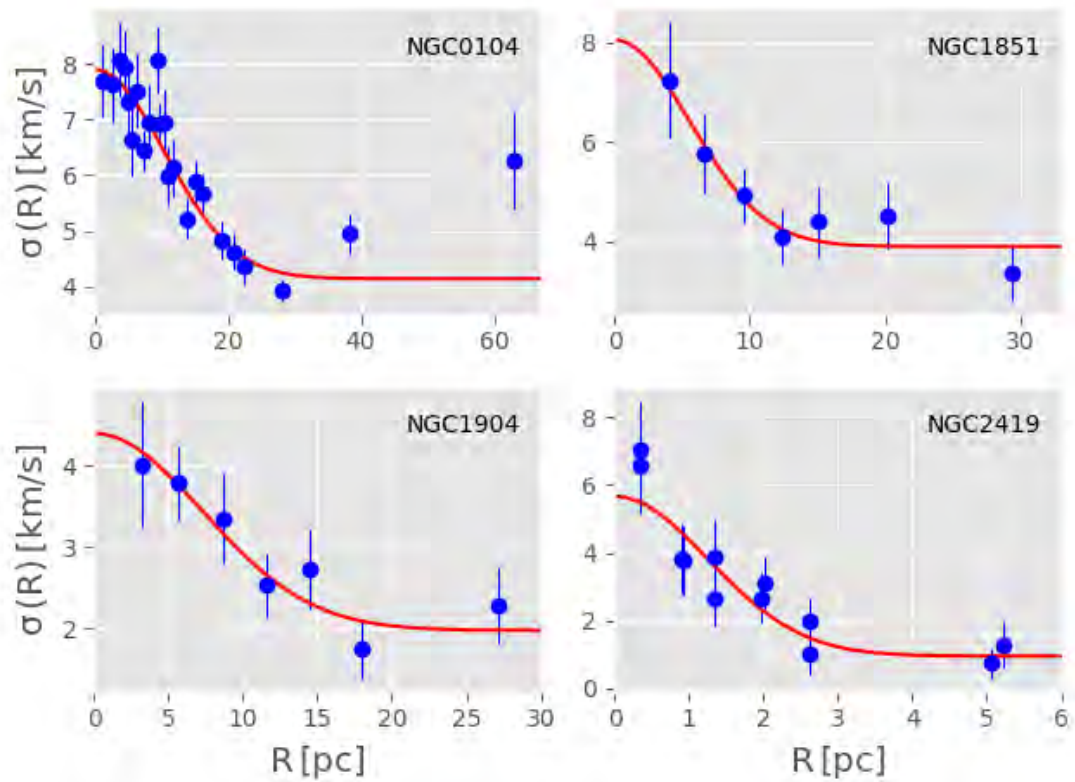
Galácticos y galaxias elípticas de

CALIFA

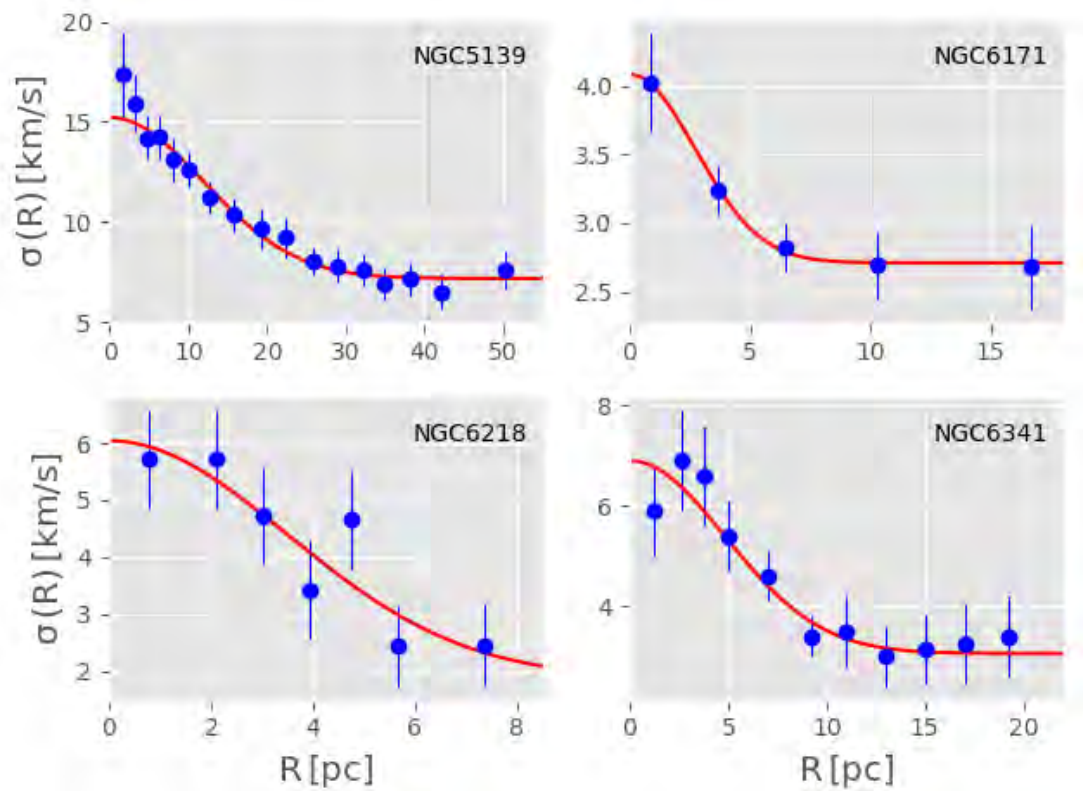
En esta sección se muestra la totalidad de los perfiles de dispersión de velocidades observados y ajustados, de los 12 cúmulos globulares Galácticos así como de las 13 galaxias elípticas de baja rotación de la muestra de CALIFA, estudiados en el capítulo 2 (Durazo et al. 2017).

5. APÉNDICE B

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: CÚMULOS GLOBULARES GALÁCTICOS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE CALIFA



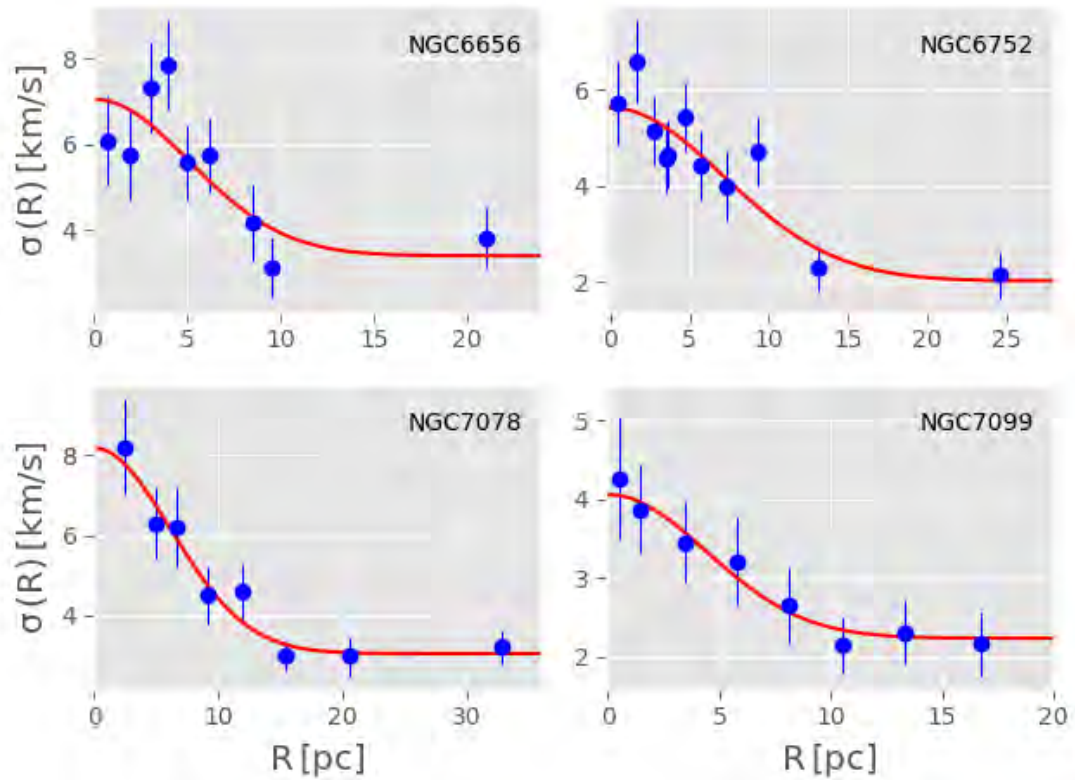
Muestra de cúmulos globulares Galácticos. Puntos azules representan datos observacionales de los grupos de Scarpa et al. y Lane et al., descritos a detalle en el capítulo 2. Barras azules verticales muestran el error en cada observación. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



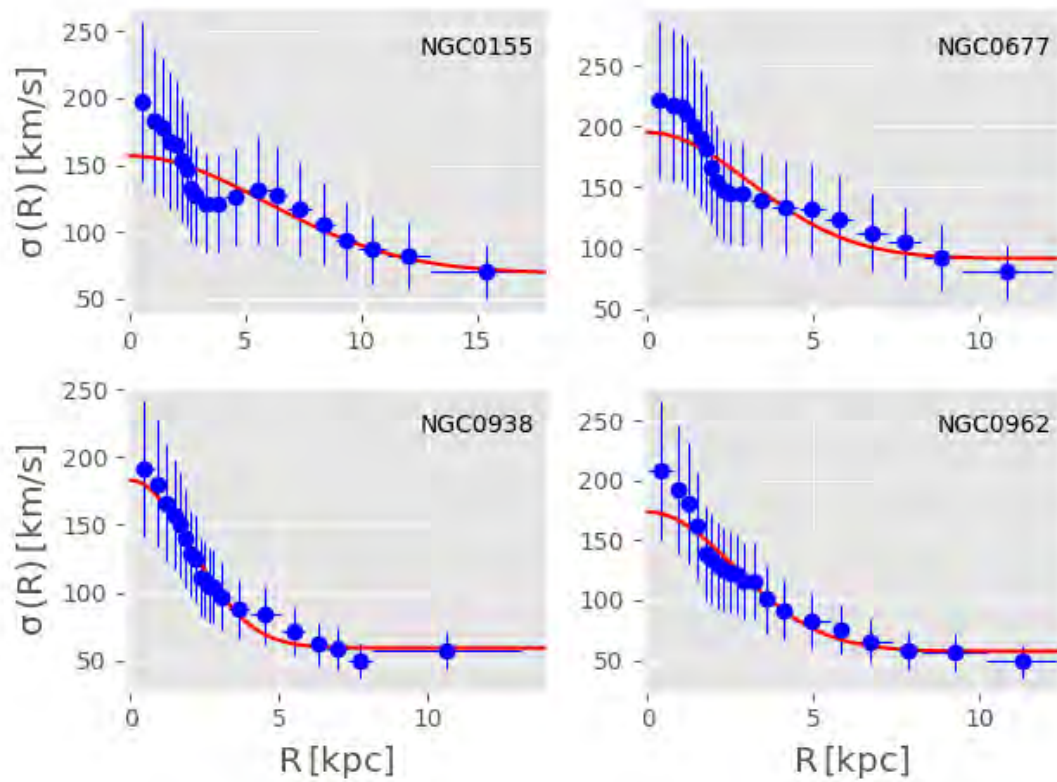
Muestra de cúmulos globulares Galácticos. Puntos azules representan datos observacionales de los grupos de Scarpa et al. y Lane et al., descritos a detalle en el capítulo 2. Barras azules verticales muestran el error en cada observación. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE B

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: CÚMULOS GLOBULARES GALÁCTICOS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE CALIFA



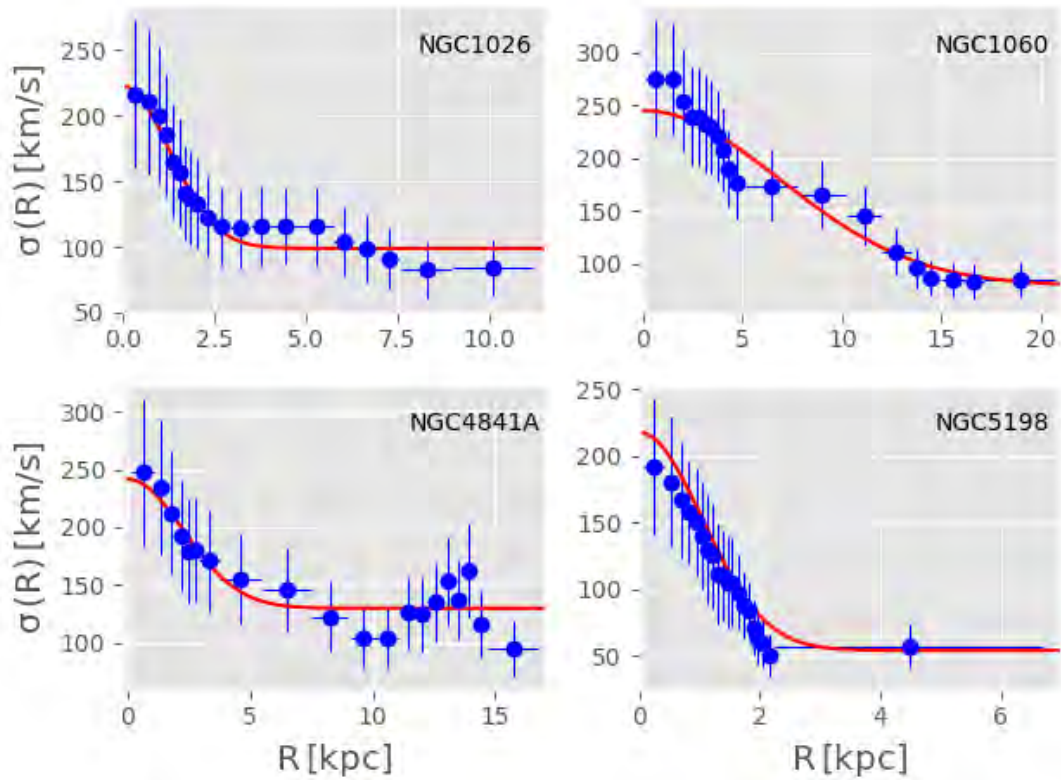
Muestra de cúmulos globulares Galácticos. Puntos azules representan datos observacionales de los grupos de Scarpa et al. y Lane et al., descritos a detalle en el capítulo 2. Barras azules verticales muestran el error en cada observación. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



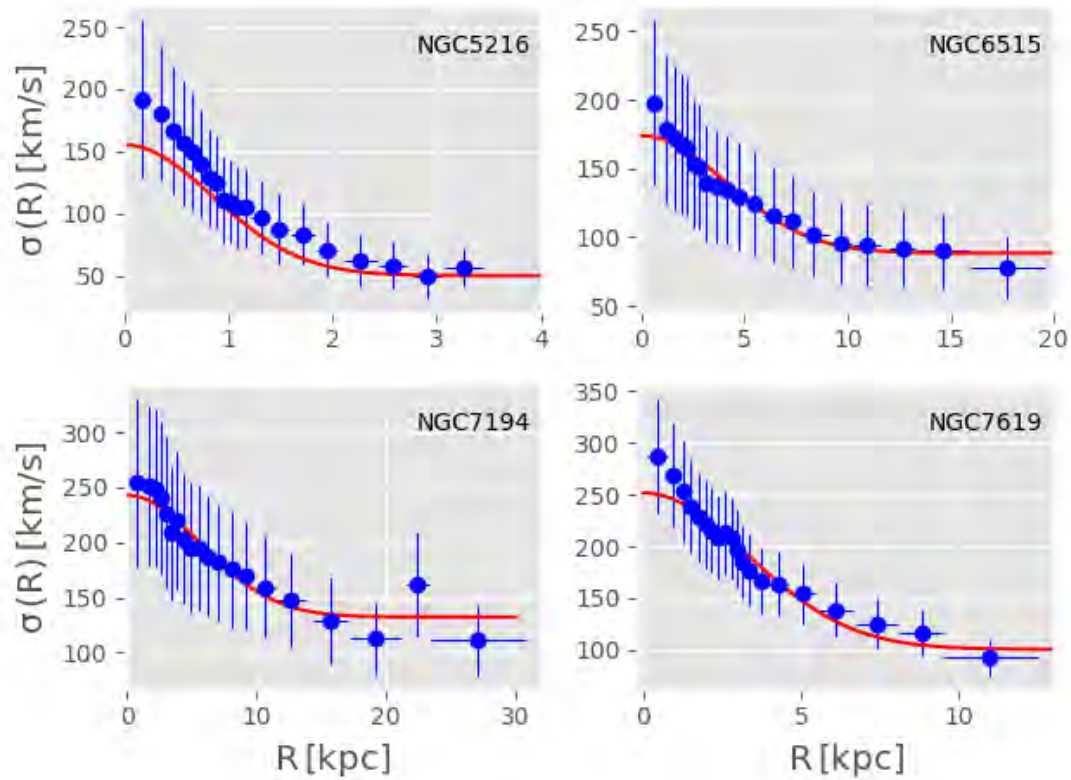
Muestra de galaxias elípticas de CALIFA. Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran el error propagado del promedio y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE B

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: CÚMULOS GLOBULARES GALÁCTICOS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE CALIFA



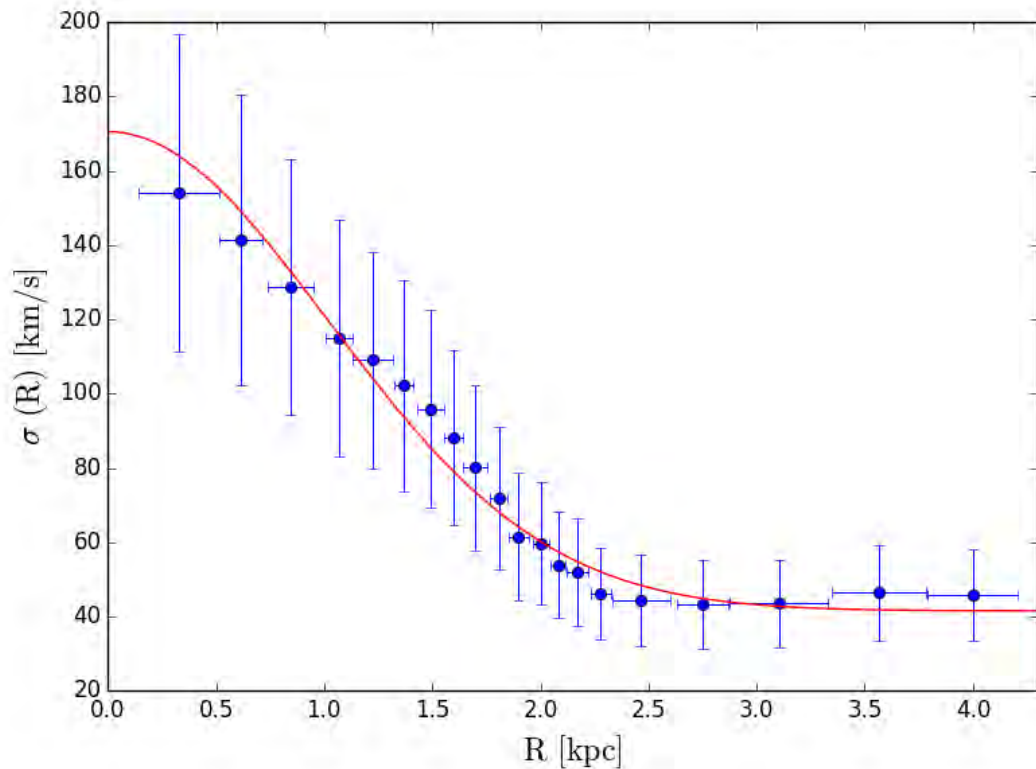
Muestra de galaxias elípticas de CALIFA. Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran el error propagado del promedio y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



Muestra de galaxias elípticas de CALIFA. Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran el error propagado del promedio y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE B

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: CÚMULOS GLOBULARES GALÁCTICOS Y GALAXIAS ELÍPTICAS DE CALIFA



Galaxia elíptica NGC 0731 de la muestra de CALIFA, misma que aparece en el capítulo 2 (Durazo et al. 2017). Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran el error propagado del promedio y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

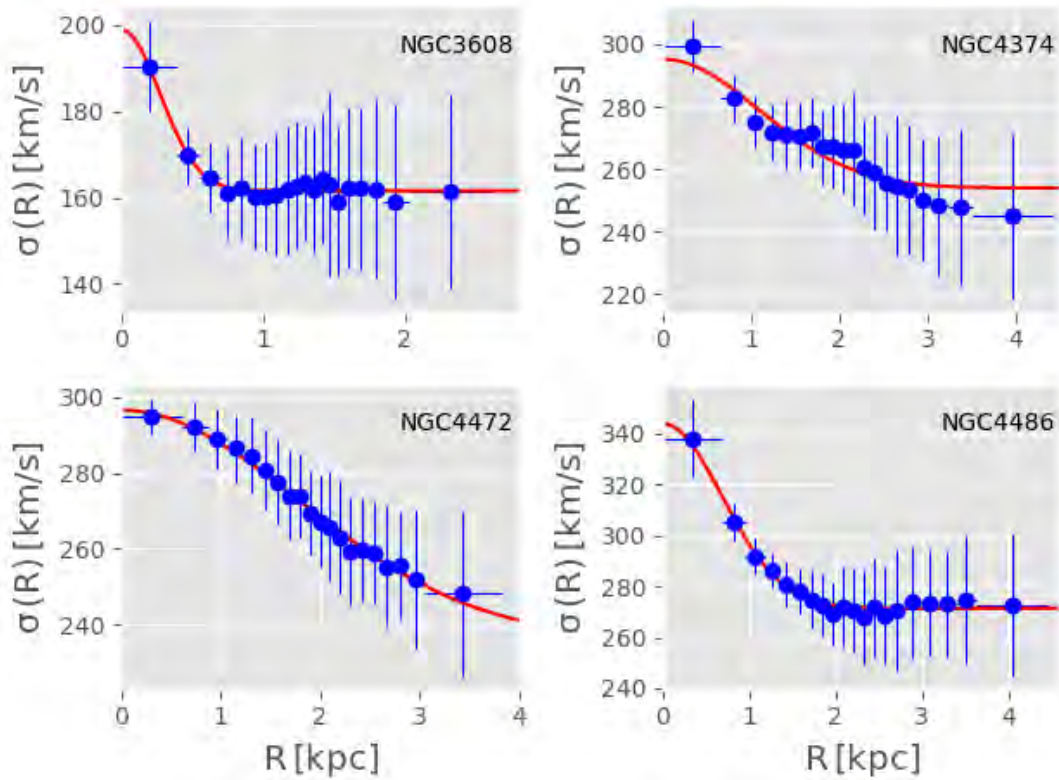
Apéndice C

Perfiles de dispersión de velocidades: Galaxias elípticas de ATLAS 3D y cúmulos de galaxias

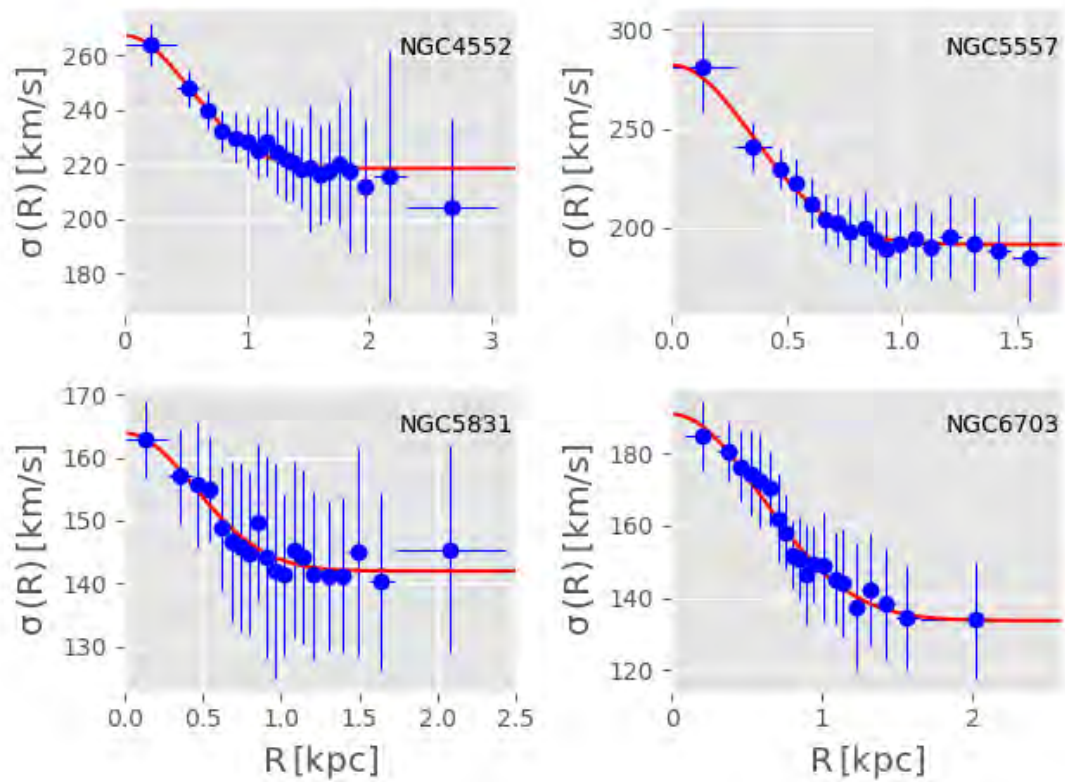
En esta sección se muestran los perfiles de dispersión de velocidades observados y ajustados, de las 9 galaxias elípticas de baja rotación de ATLAS 3D (capítulo 3), de los 8 cúmulos de galaxias de la muestra I-M & L-C que componen la primera parte de la muestra de estos objetos, así como de los 24 cúmulos de galaxias de la muestra HeCS que componen la segunda parte de la muestra de cúmulos de galaxias descrita en el capítulo 3. En la parte superior derecha de cada perfil se muestra el nombre de cada sistema. Los valores de los parámetros ajustados con sus respectivos errores aparecen en la tabla 1 del apéndice A.

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



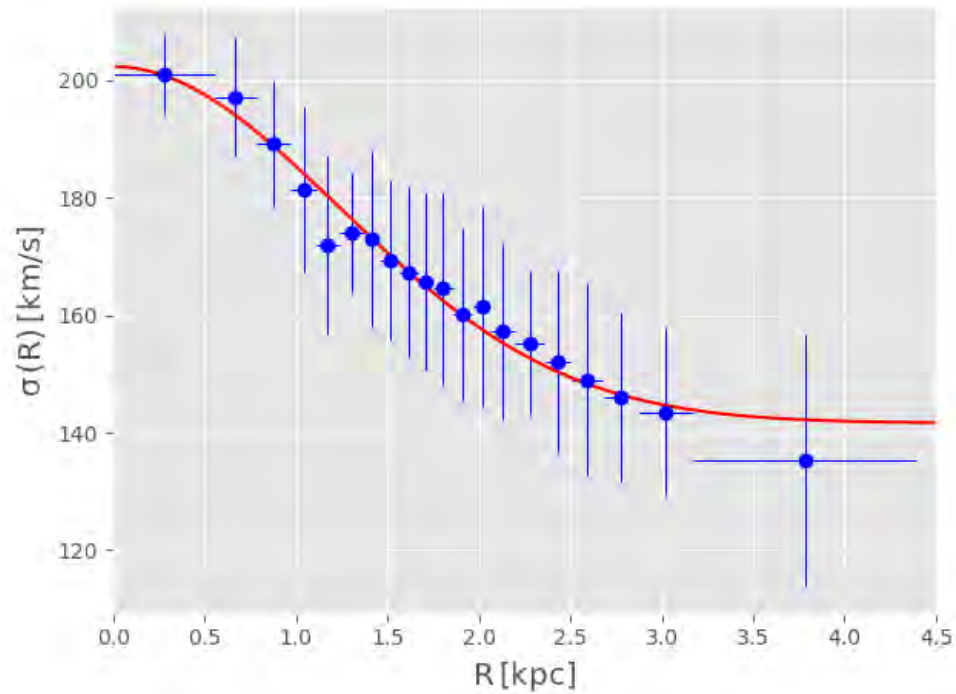
Muestra de galaxias elípticas de ATLAS 3D. Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran la dispersión 1σ y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



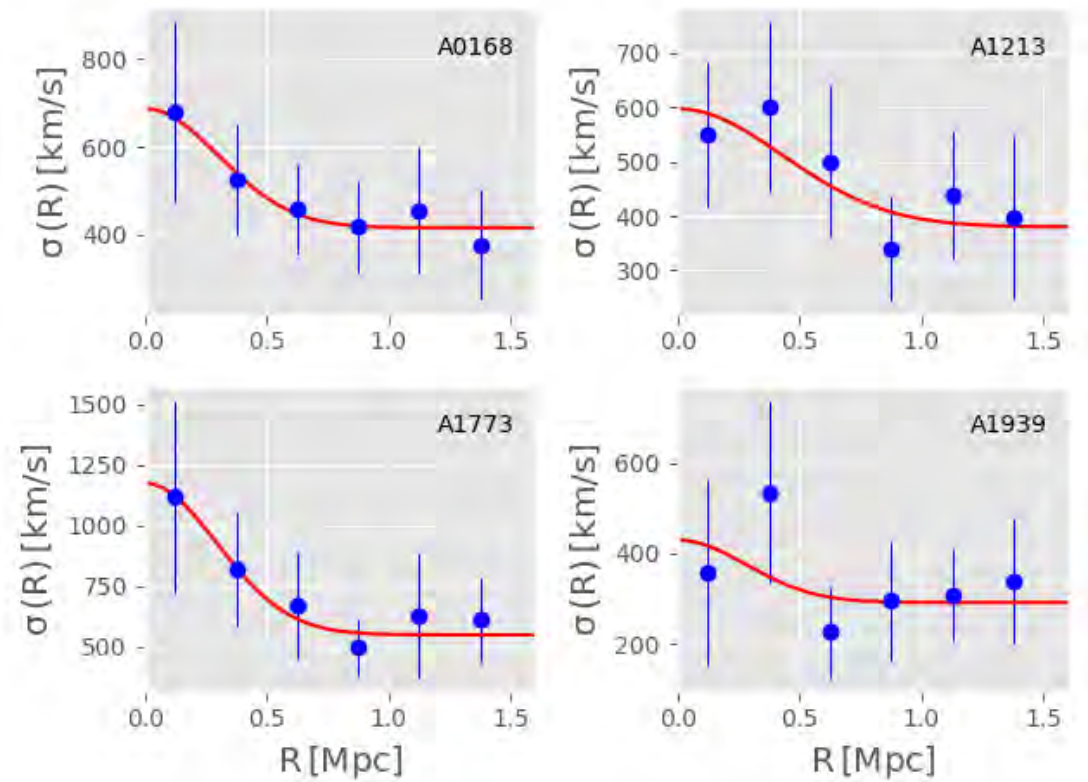
Muestra de galaxias elípticas de ATLAS 3D. Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran la dispersión 1σ y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



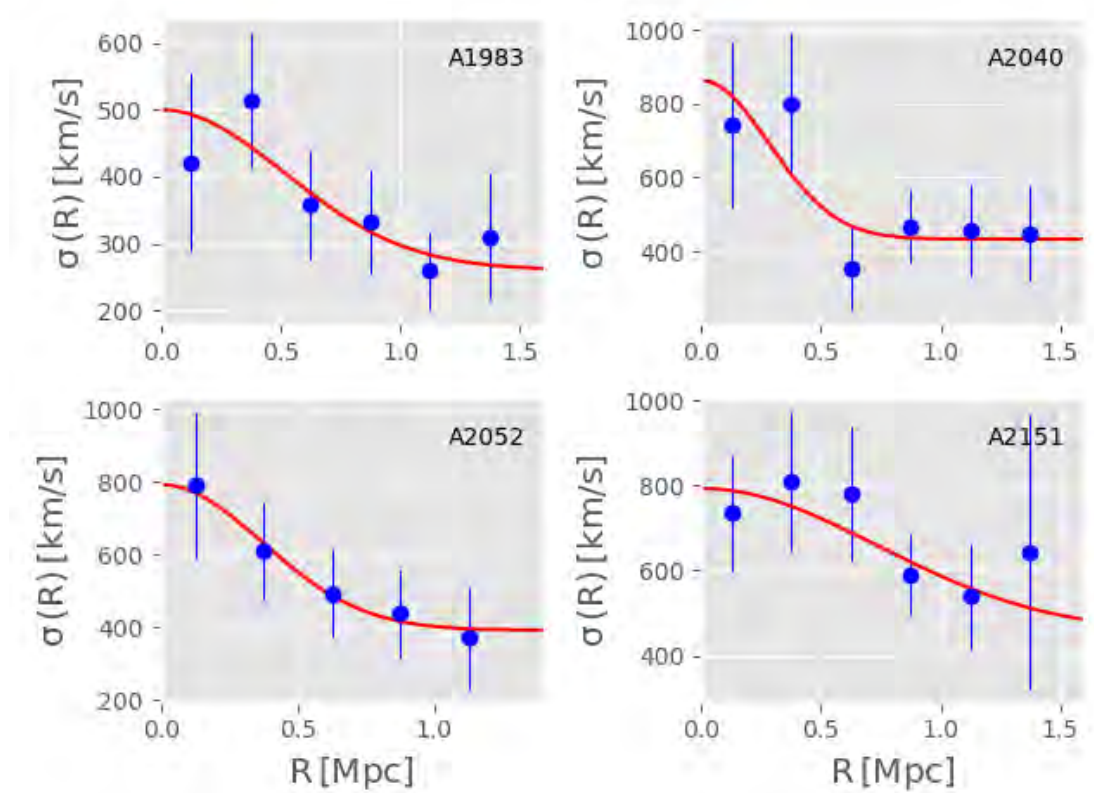
Galaxia elíptica NGC 5198 de la muestra de ATLAS 3D, misma que aparece en el capítulo 3 (figura 3.1). Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran la dispersión 1σ y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



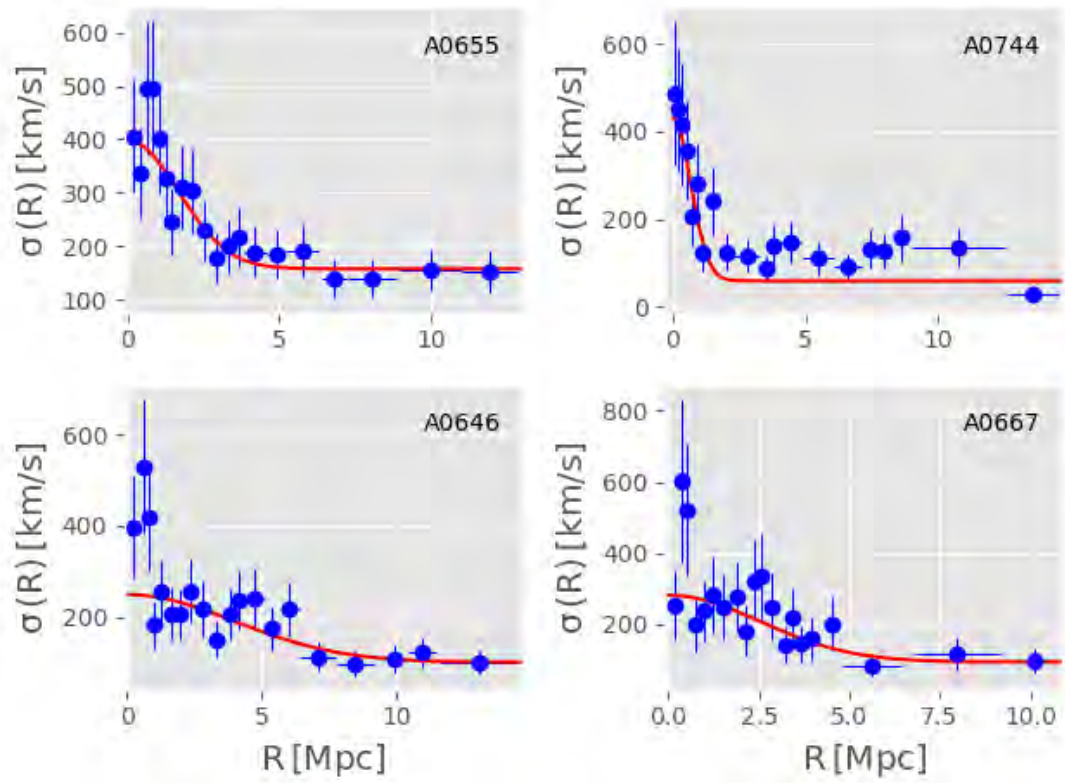
Muestra de cúmulos de galaxias de I-M & L-C . Puntos azules representan datos observacionales obtenidos de Ibarra-Medel & Lopez-Cruz (2011), descritos a detalle en el capítulo 3. Barras azules verticales muestran el error en cada observación. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



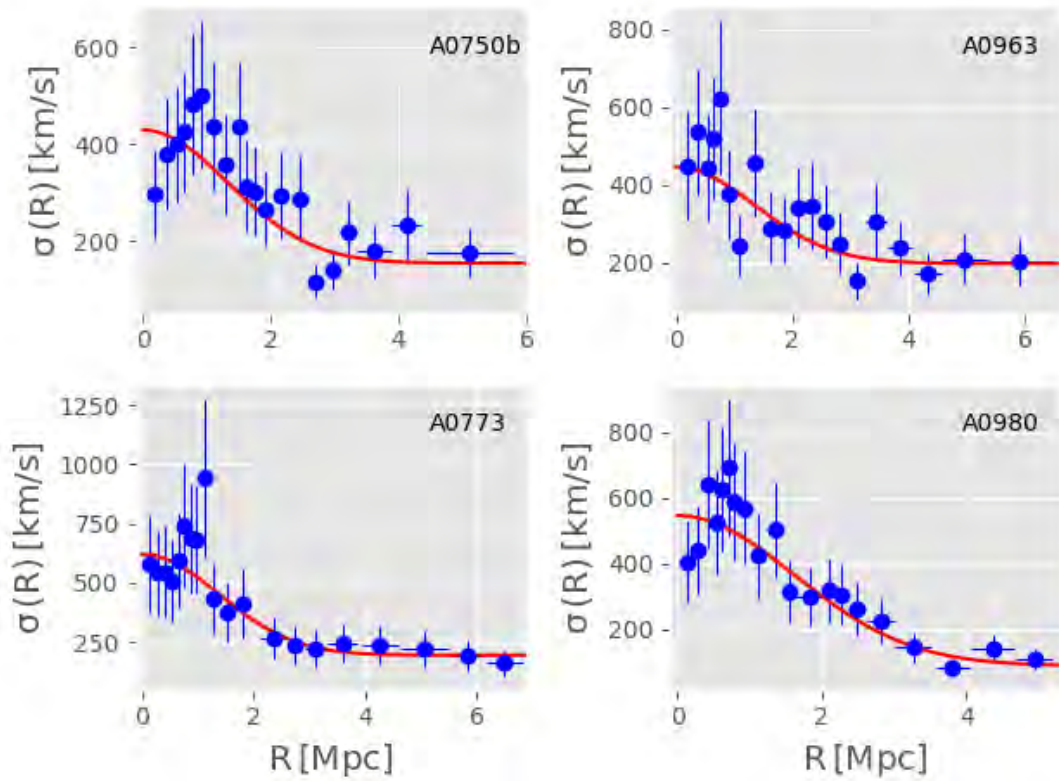
Muestra de cúmulos de galaxias de I-M & L-C . Puntos azules representan datos observacionales obtenidos de Ibarra-Medel & Lopez-Cruz (2011), descritos a detalle en el capítulo 3. Barras azules verticales muestran el error en cada observación. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



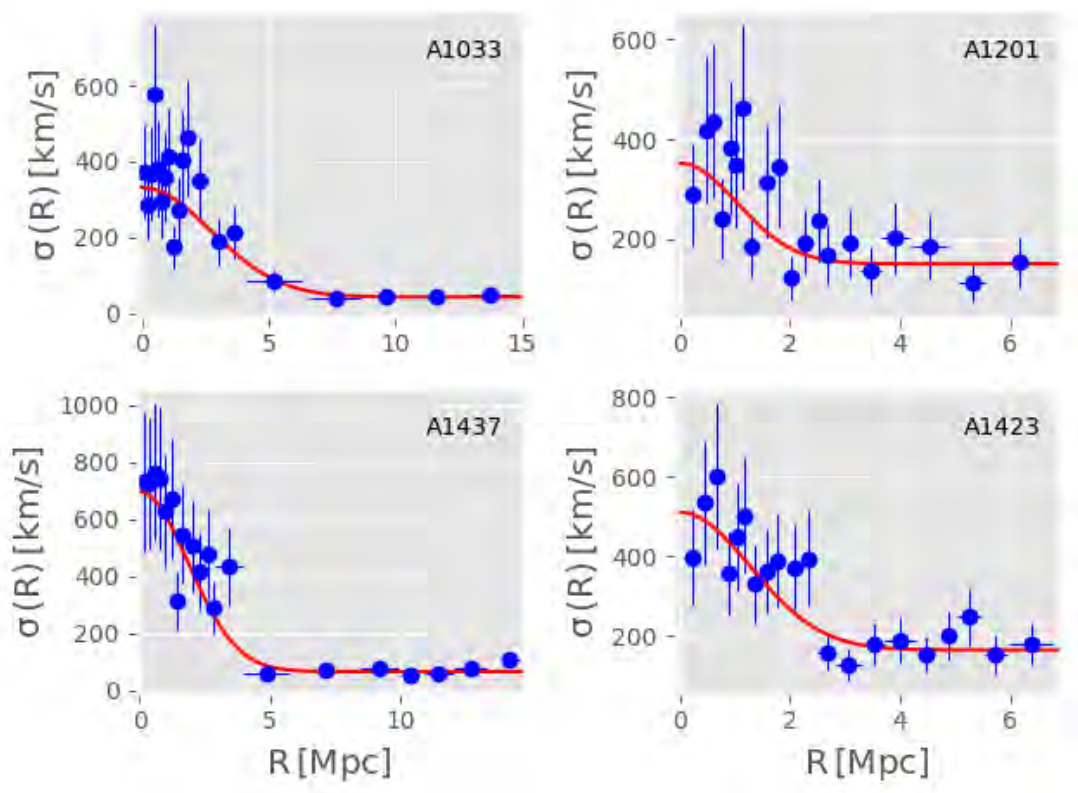
Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



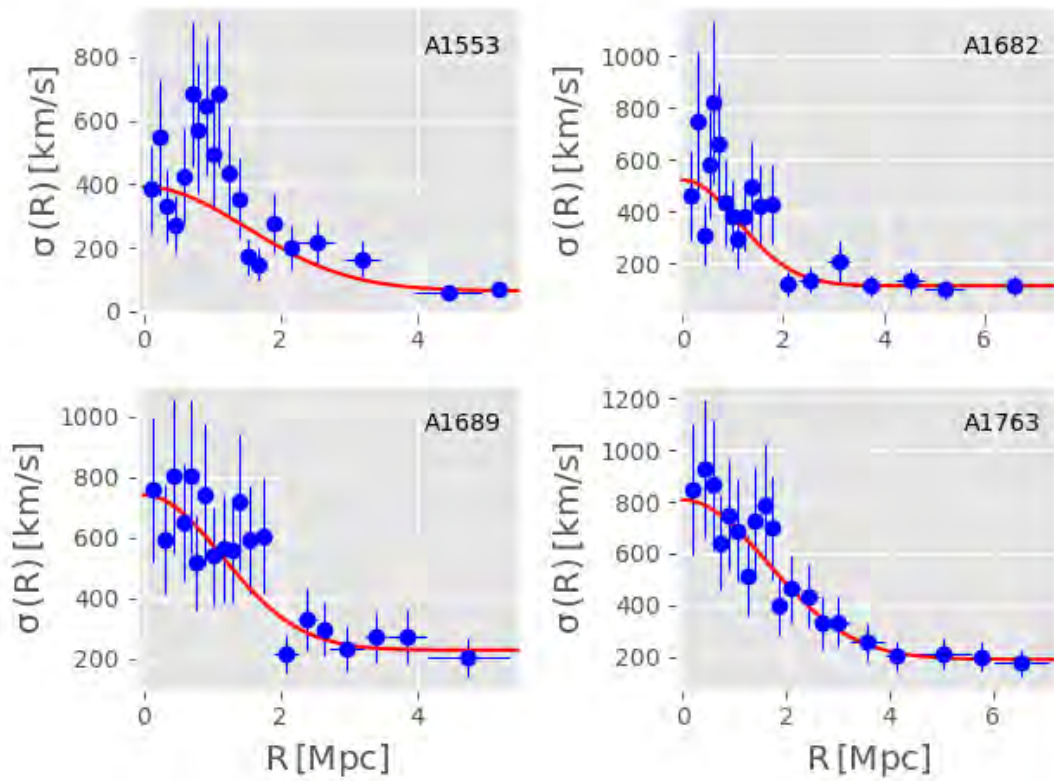
Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



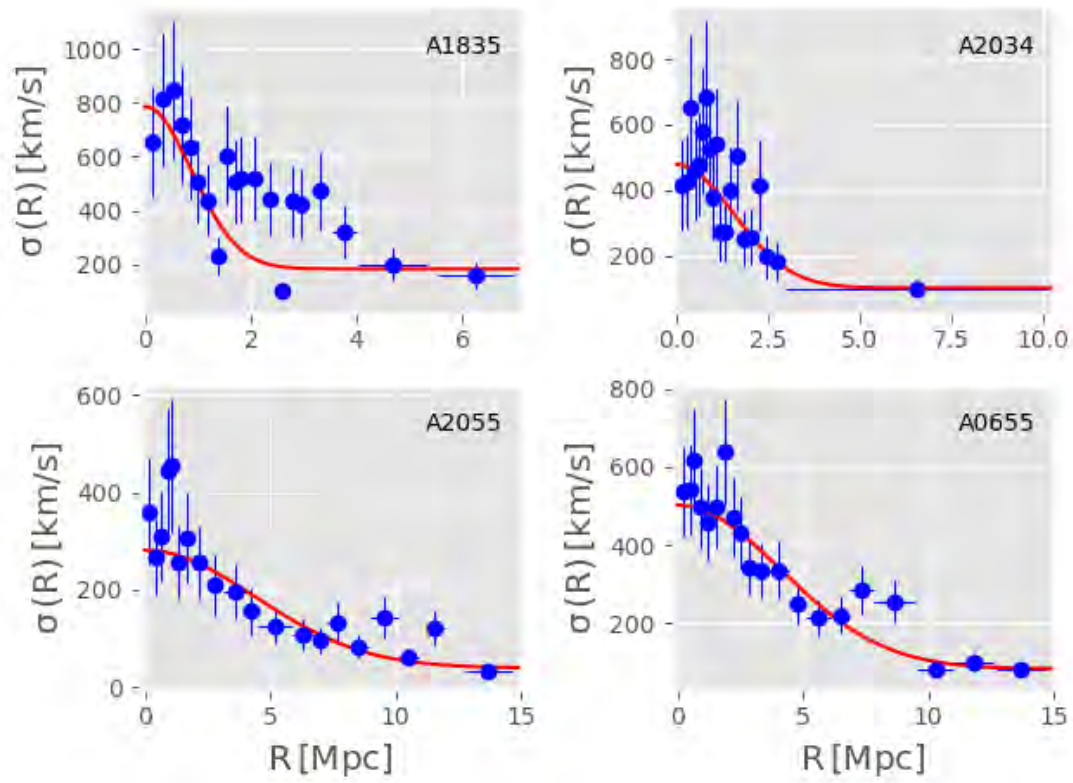
Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



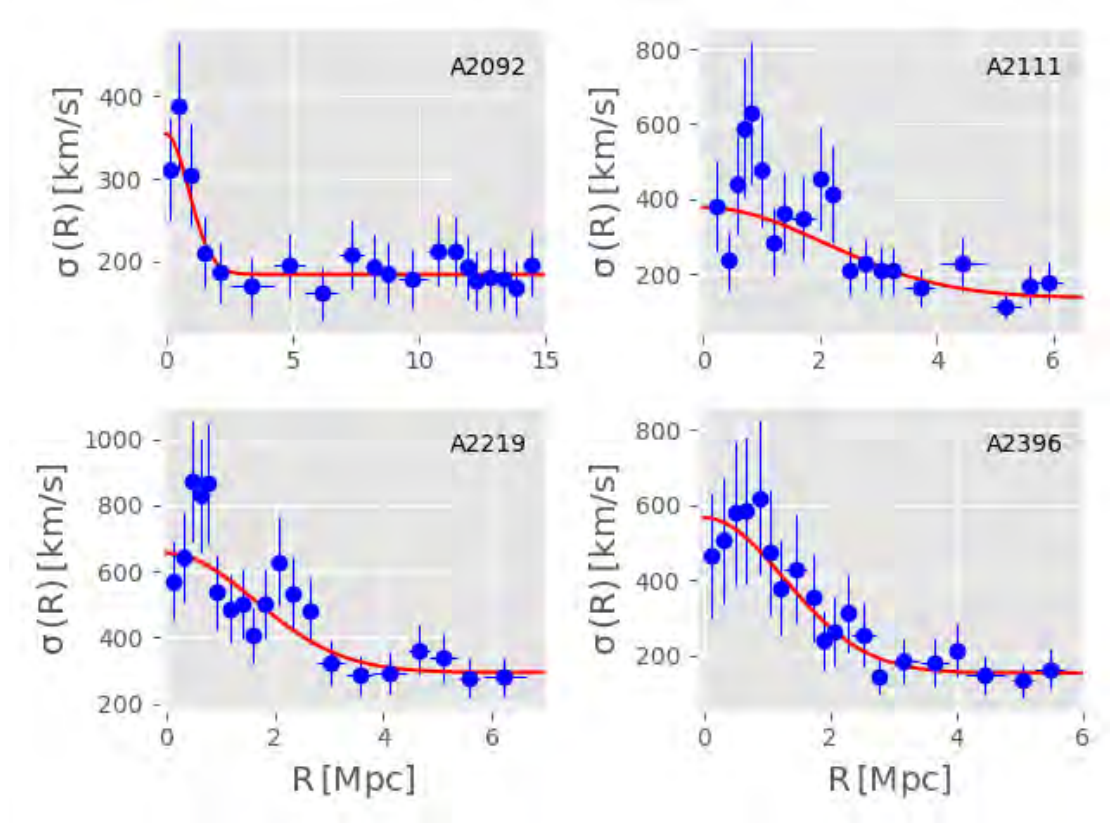
Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).



Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

5. APÉNDICE C

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES: GALAXIAS ELÍPTICAS DE ATLAS 3D Y CÚMULOS DE GALAXIAS



Muestra de cúmulos de galaxias del HeCS. Puntos azules representan las observaciones de la dispersión de velocidades proyectada, con sus respectivos errores. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7).

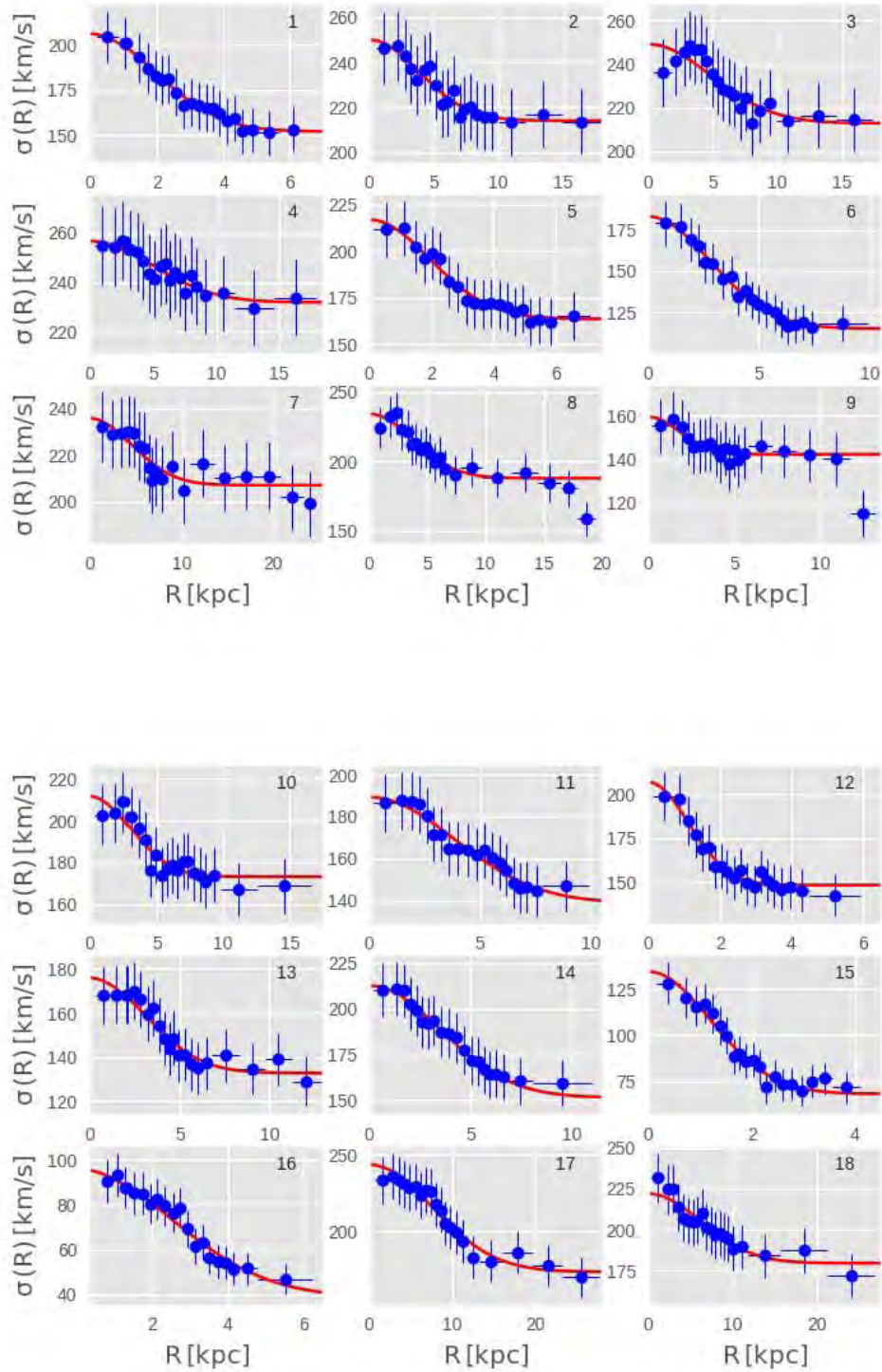
Apéndice D

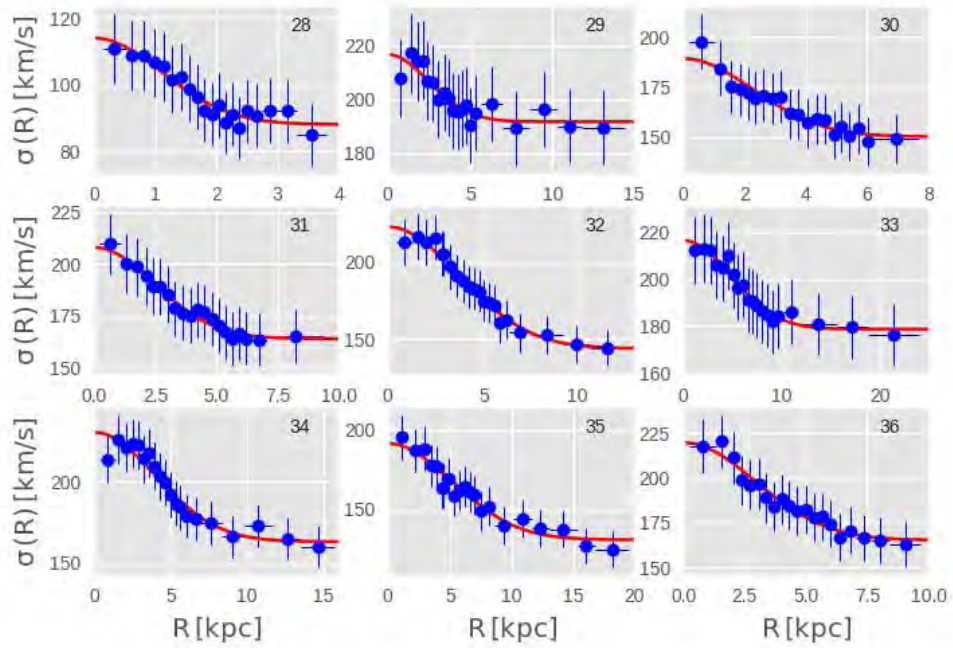
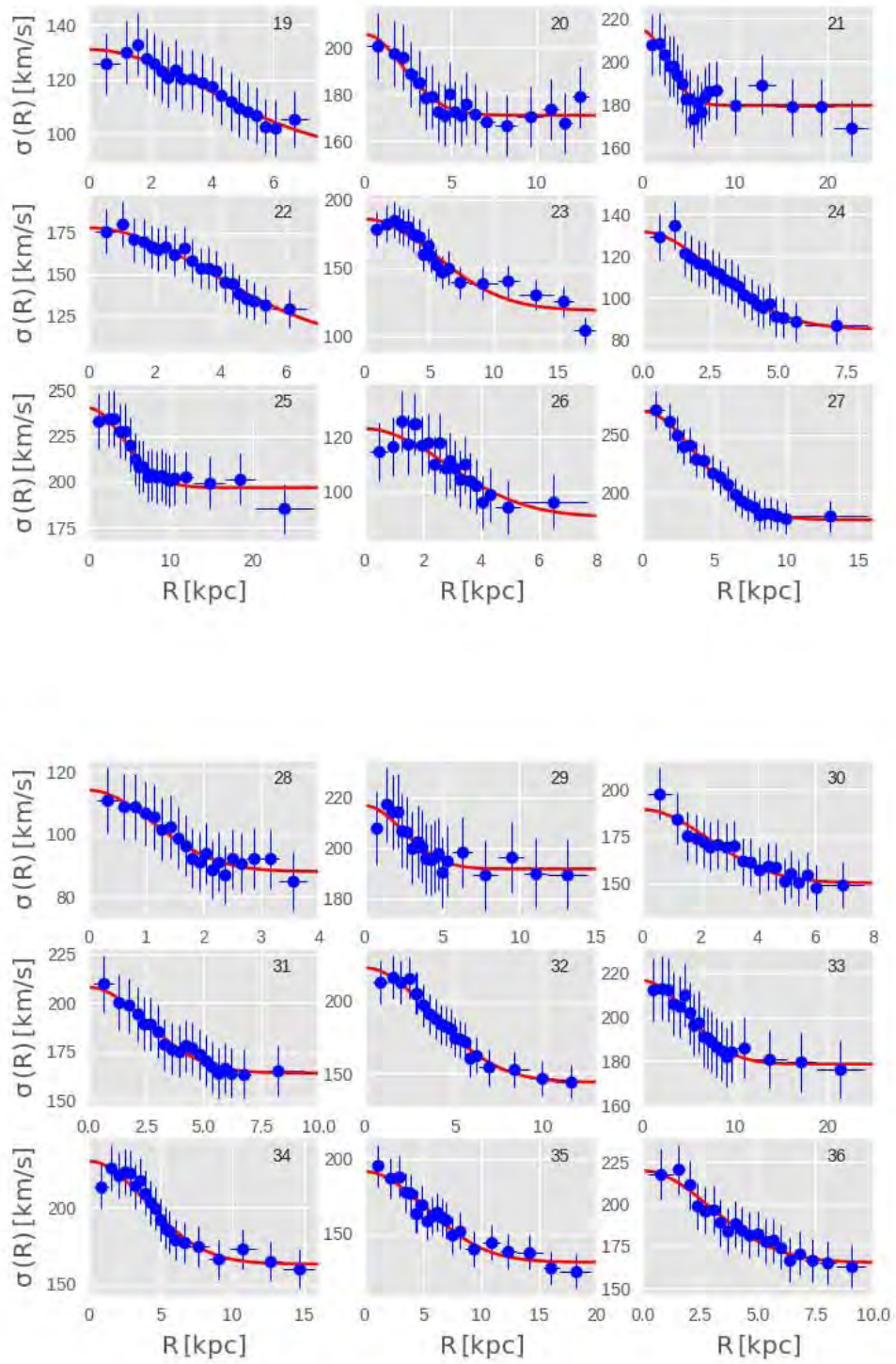
Perfiles de dispersión de velocidades de la muestra MaNGA

En esta sección se muestran los perfiles de dispersión de velocidades observados con el ajuste correspondiente de las 292 galaxias elípticas de baja rotación de la muestra de MaNGA, que componen la primer sub muestra descrita en el capítulo 4. La numeración mostrada en la esquina superior derecha de cada perfil corresponde al ID de la tabla 2 del apéndice A, en donde se muestran los parámetros ajustados de cada perfil, así como las masas estelares y valores de V/σ . Puntos azules representan el promedio dentro de cada intervalo radial. Barras azules verticales y horizontales muestran el error propagado del promedio y el tamaño del bin radial respectivamente. La curva roja es el ajuste a la ecuación universal (1.7). A pesar de las diferencias en la morfología de los perfiles observados, el ajuste de la función universal es bueno para todos los sistemas estudiados.

La última figura de este apéndice muestra una comparación entre el parámetro fotométrico R_e y el parámetro cinemático R_σ . Los triángulos verdes son galaxias elípticas de baja rotación de la muestra de CALIFA, mientras que los triángulos azules son las 60 galaxias elípticas de baja rotación de menor error relativo de la muestra de MaNGA. La línea negra representa la relación 1:1. Aunque una posible tendencia se observa antes de 5 kpc, hay una clara desviación para valores mayores, por lo que una posible parametrización de R_σ en términos del radio efectivo no es evidente.

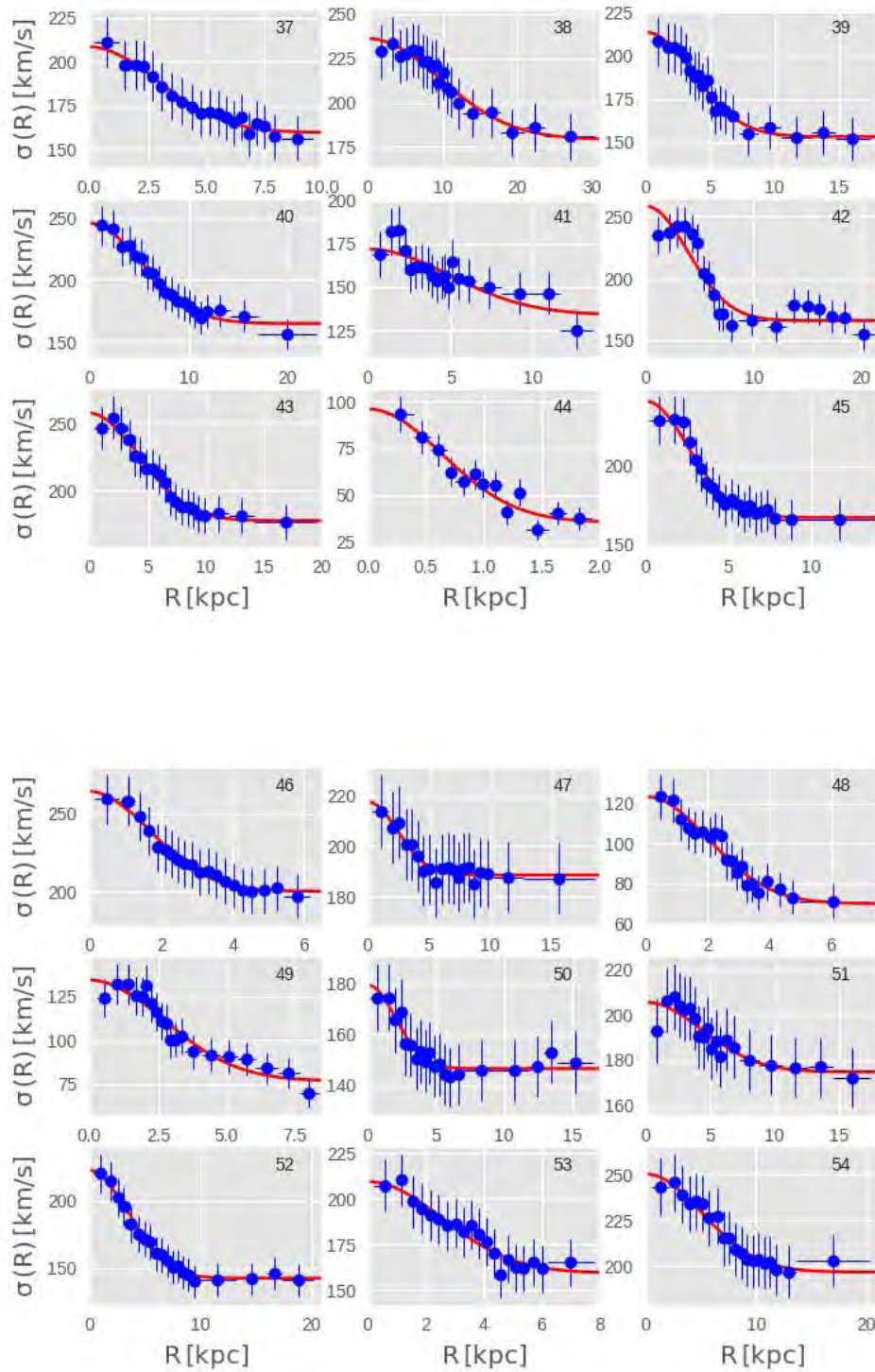
5. APÉNDICE D PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA

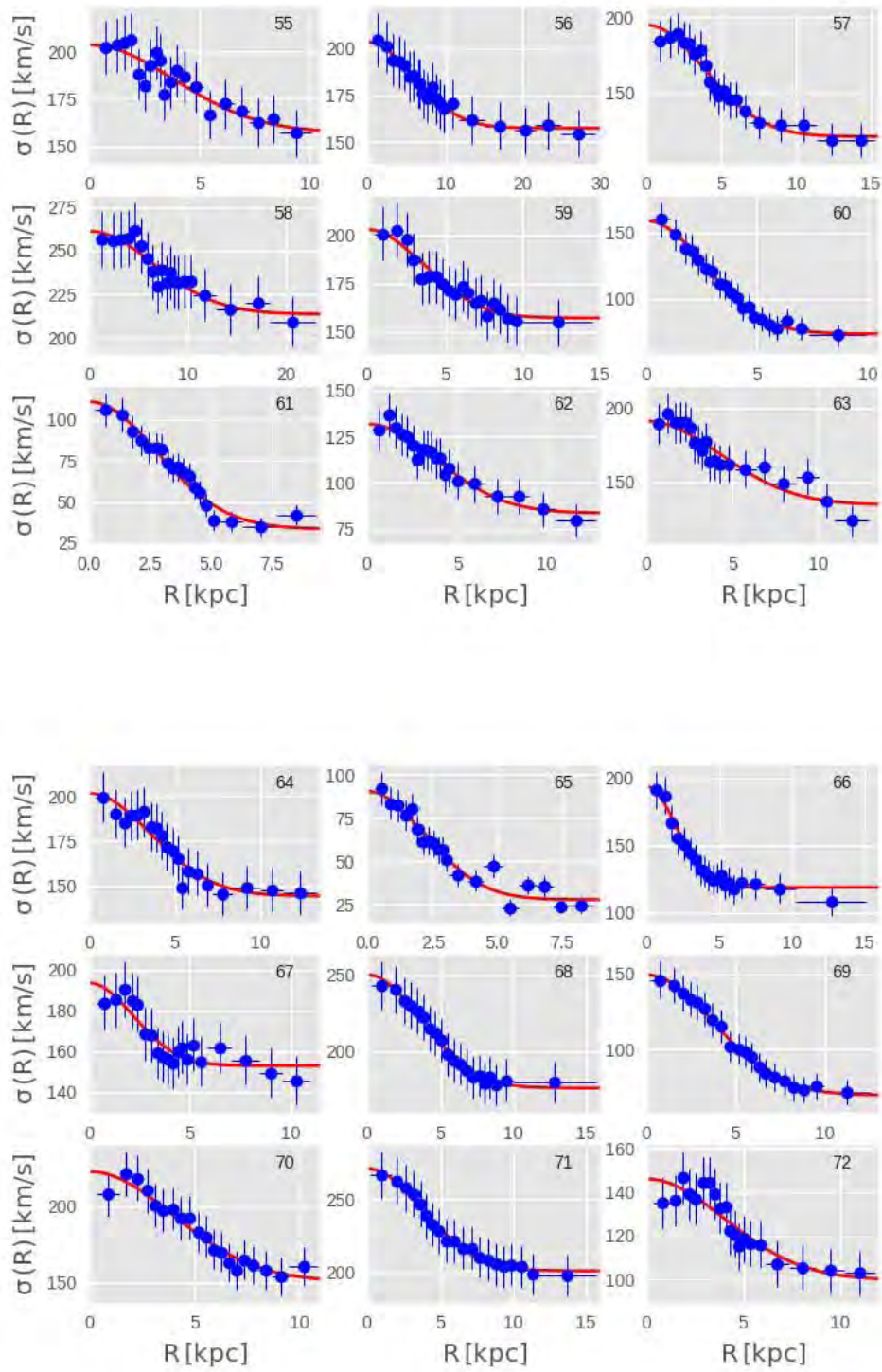




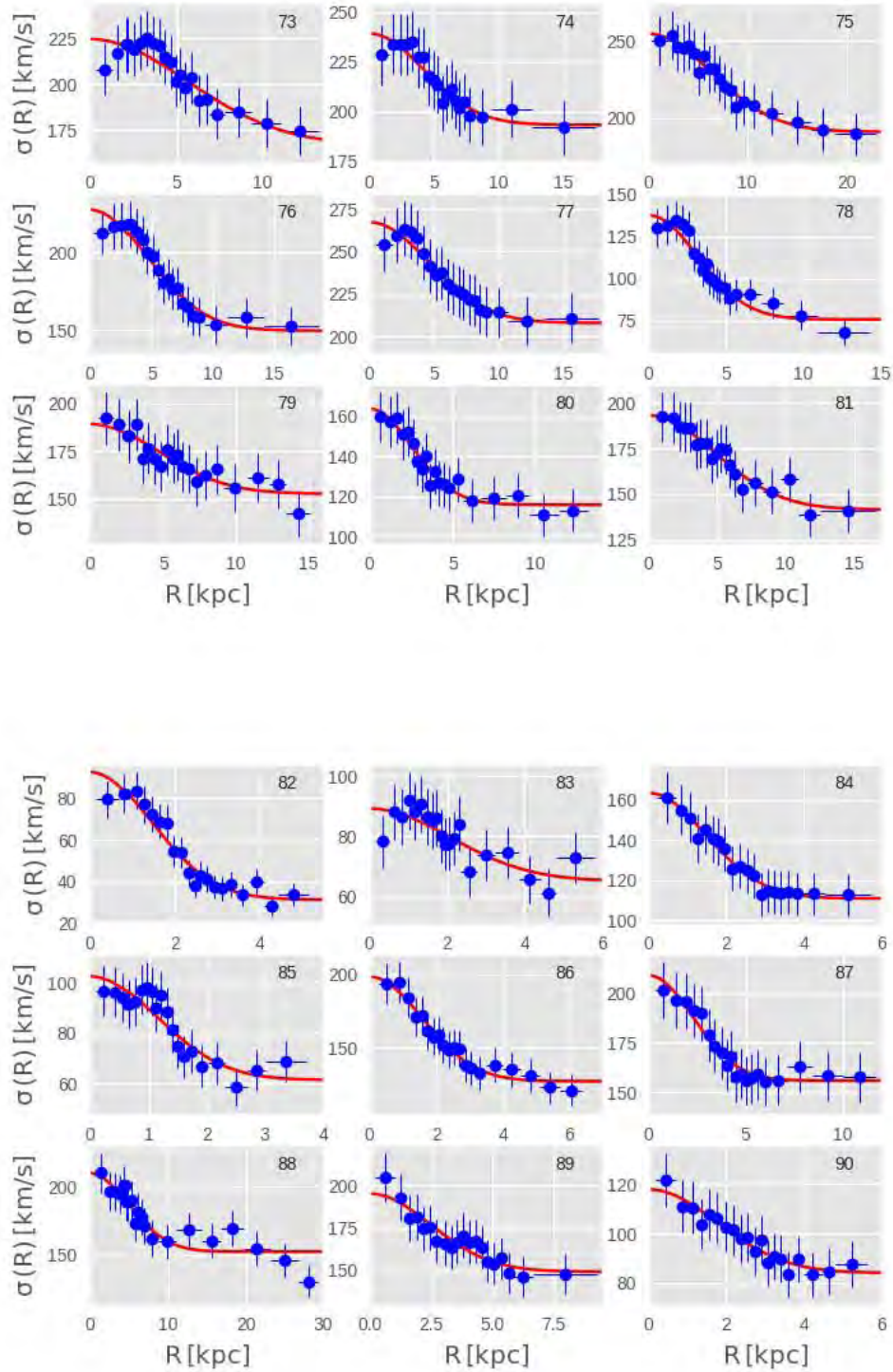
5. APÉNDICE D

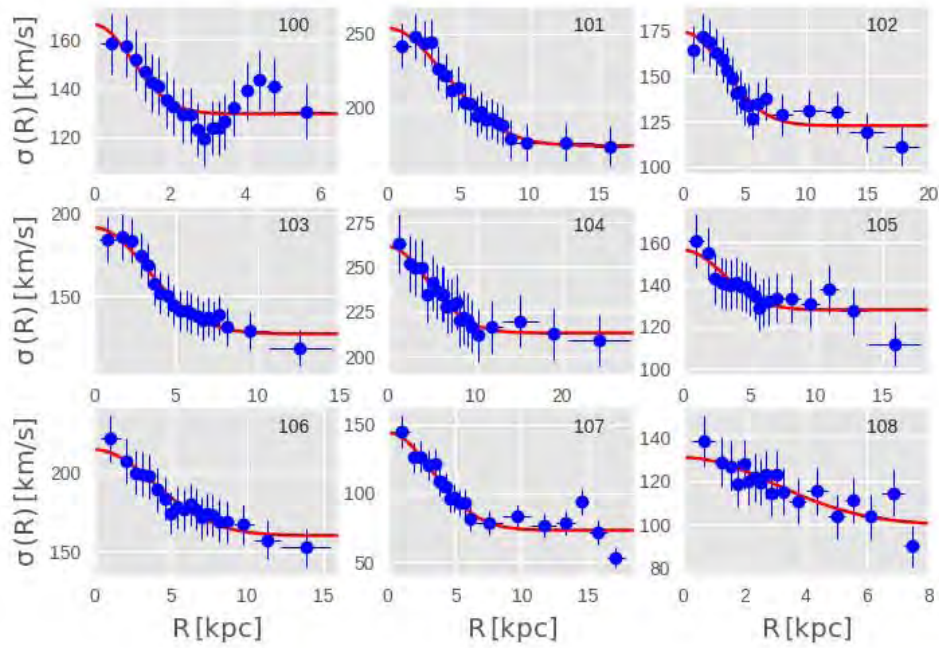
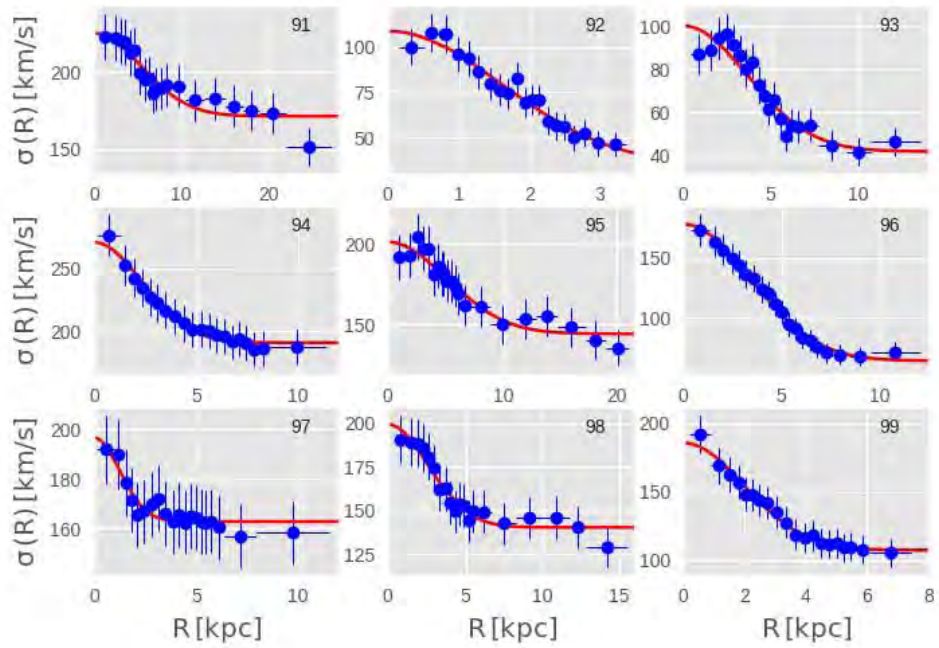
PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA





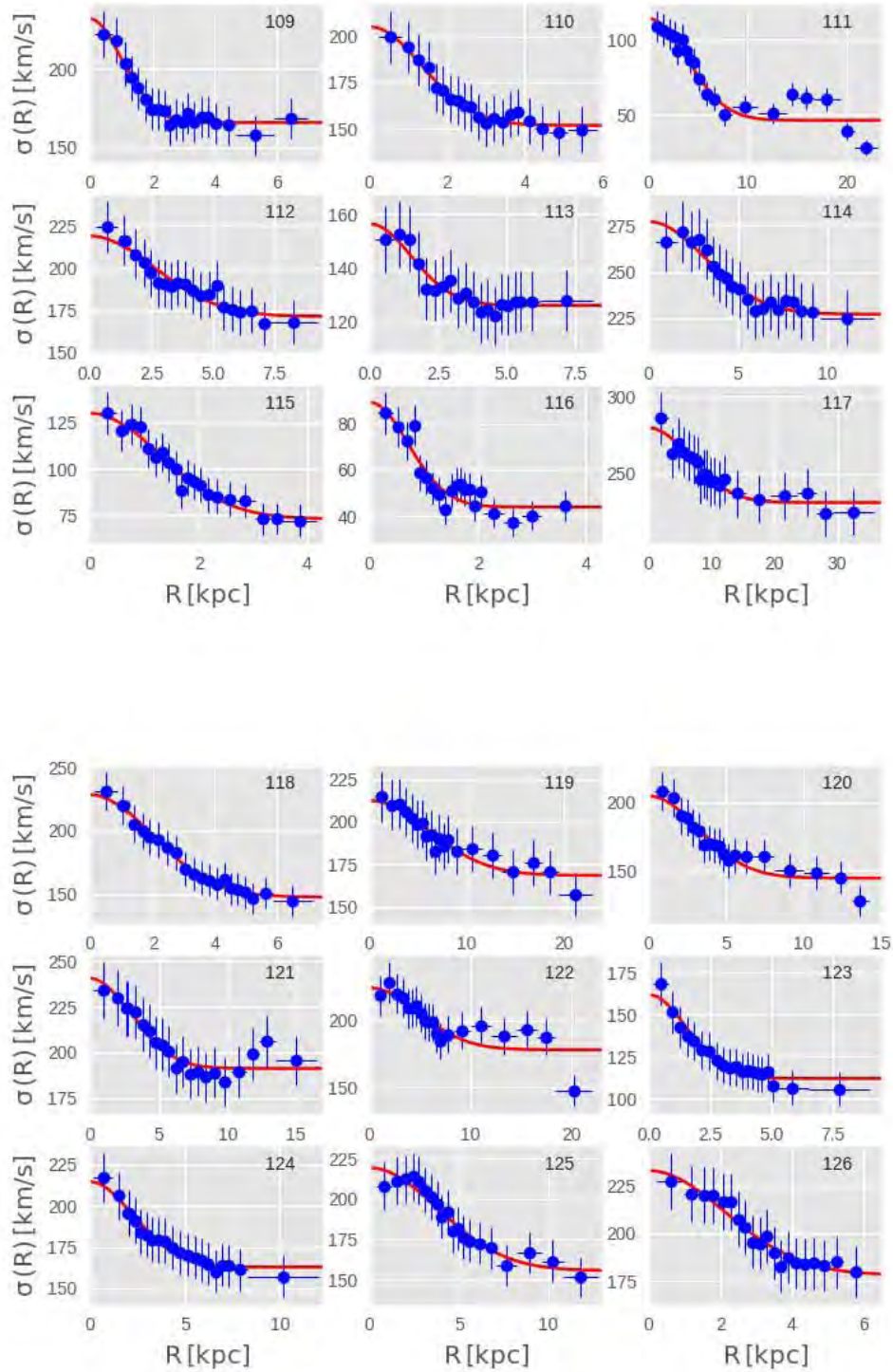
5. APÉNDICE D PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA

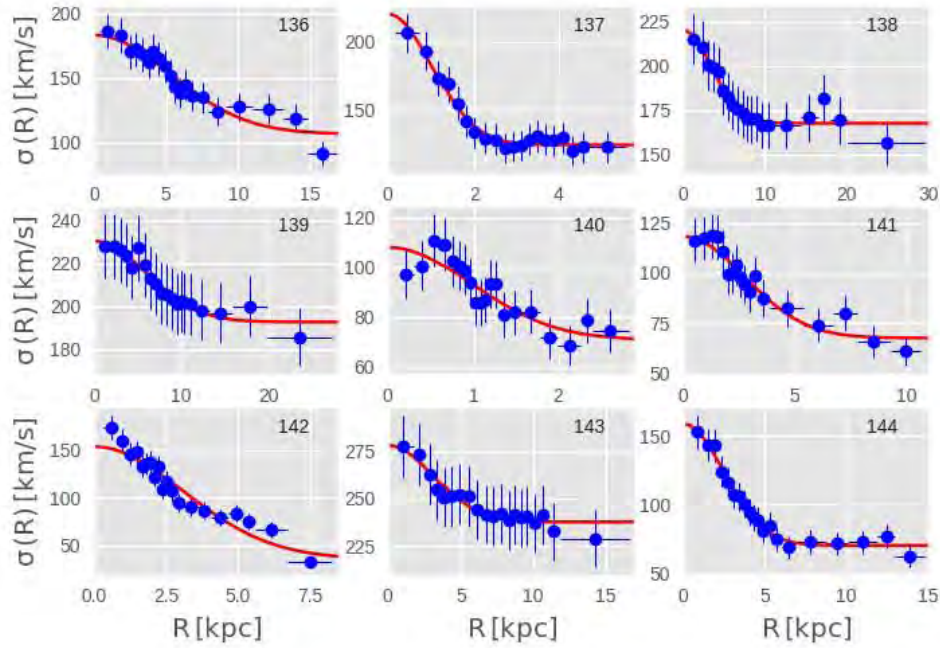
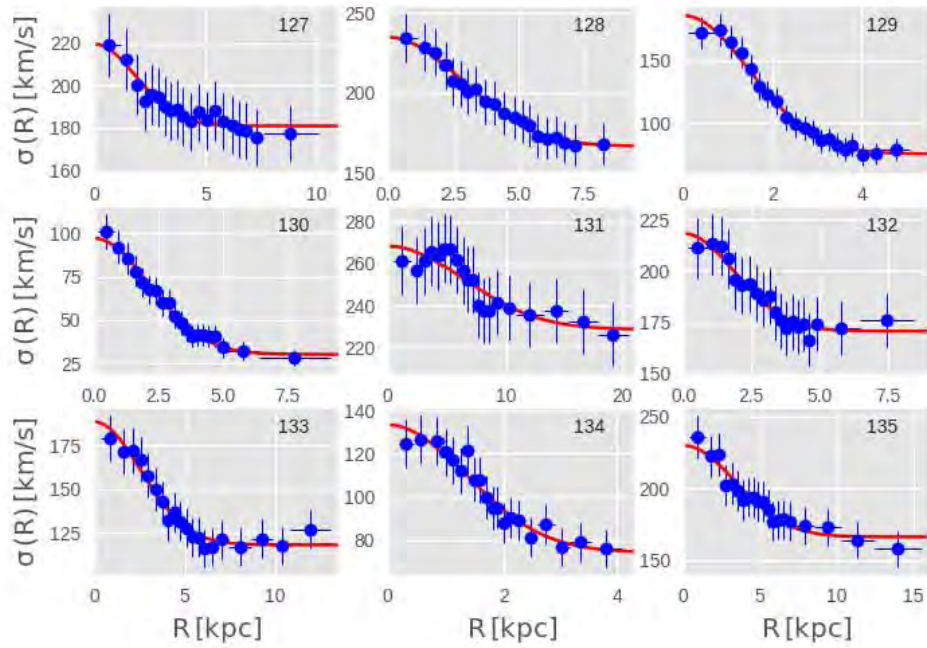




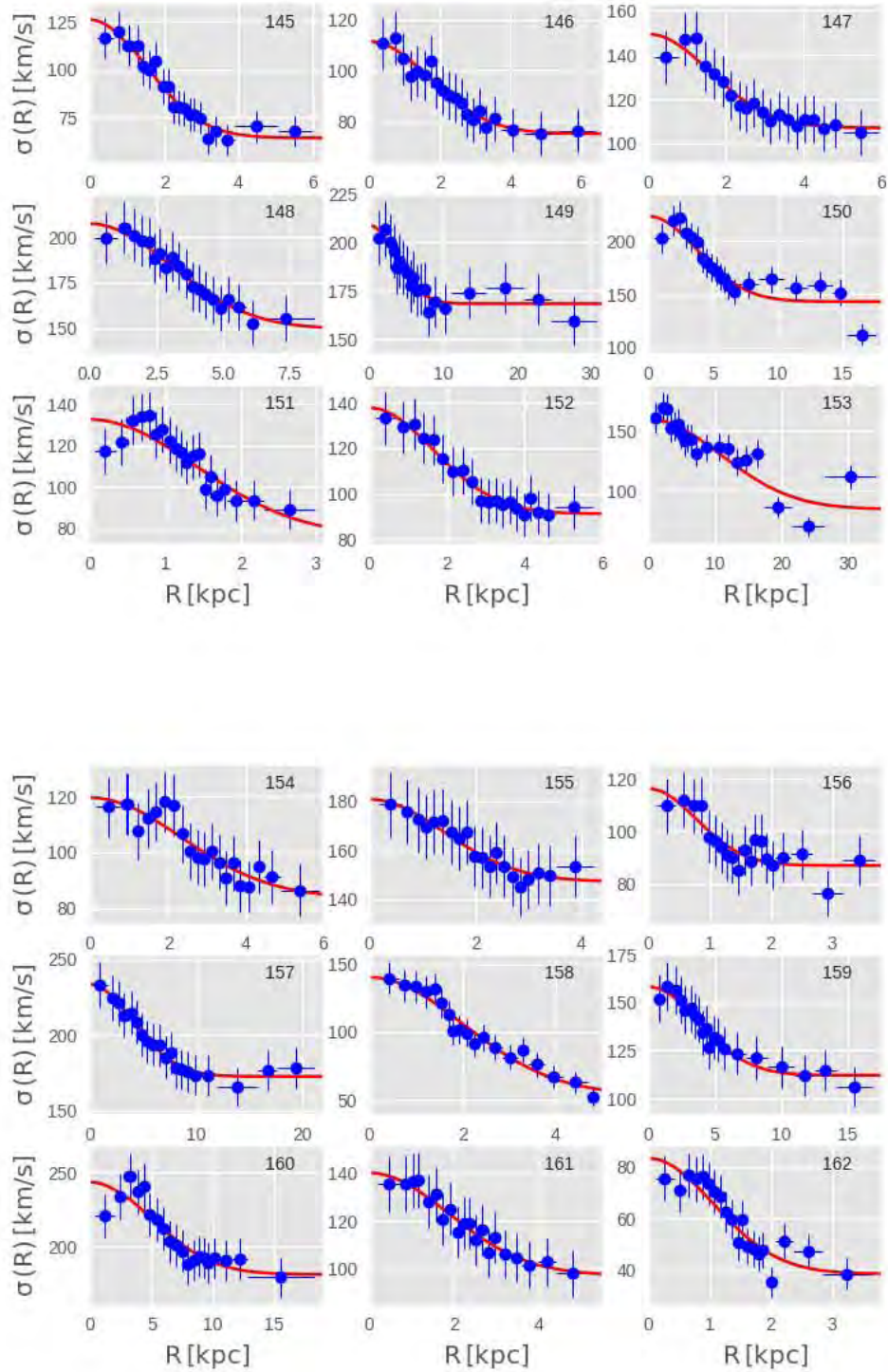
5. APÉNDICE D

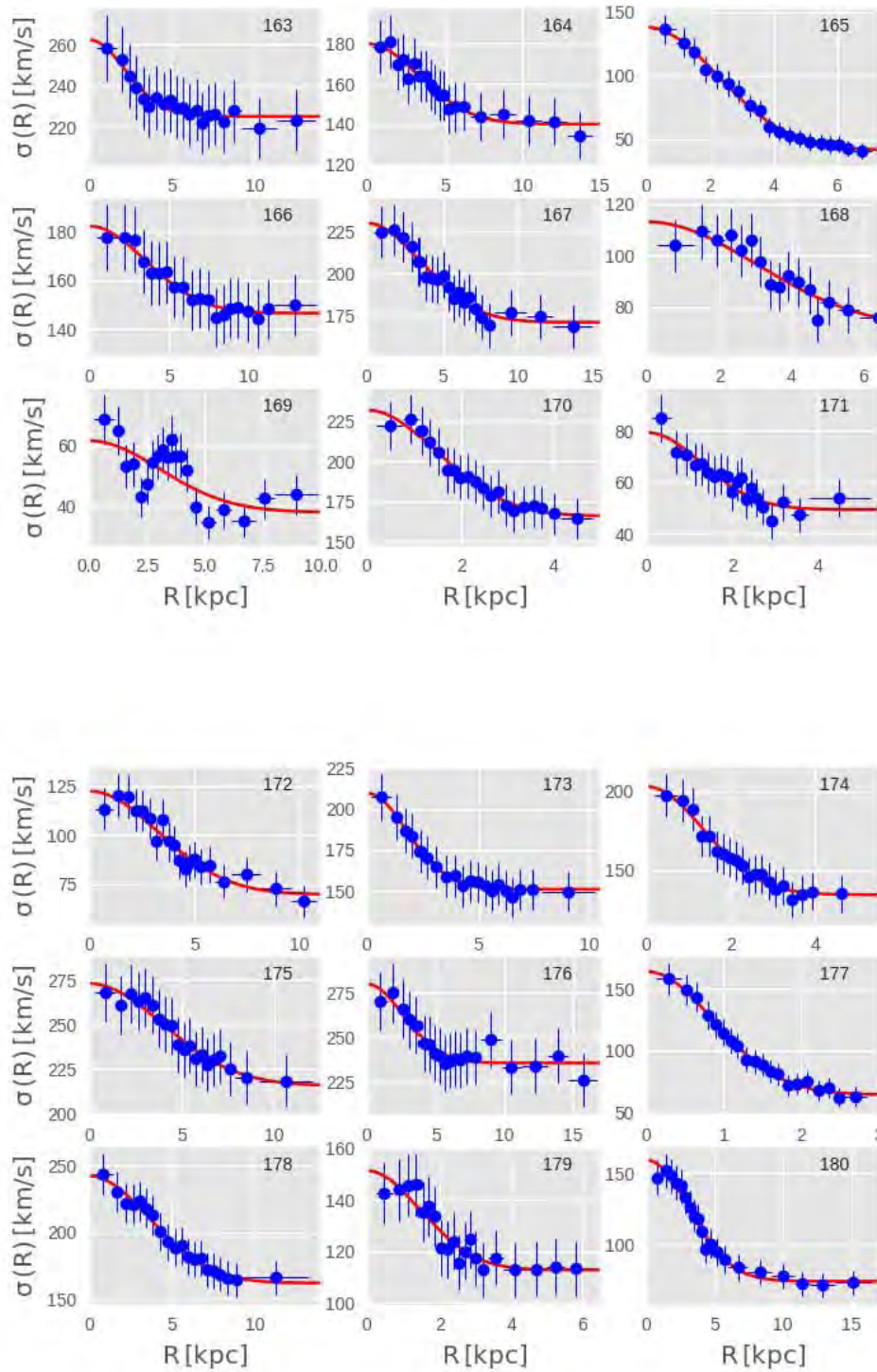
PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA





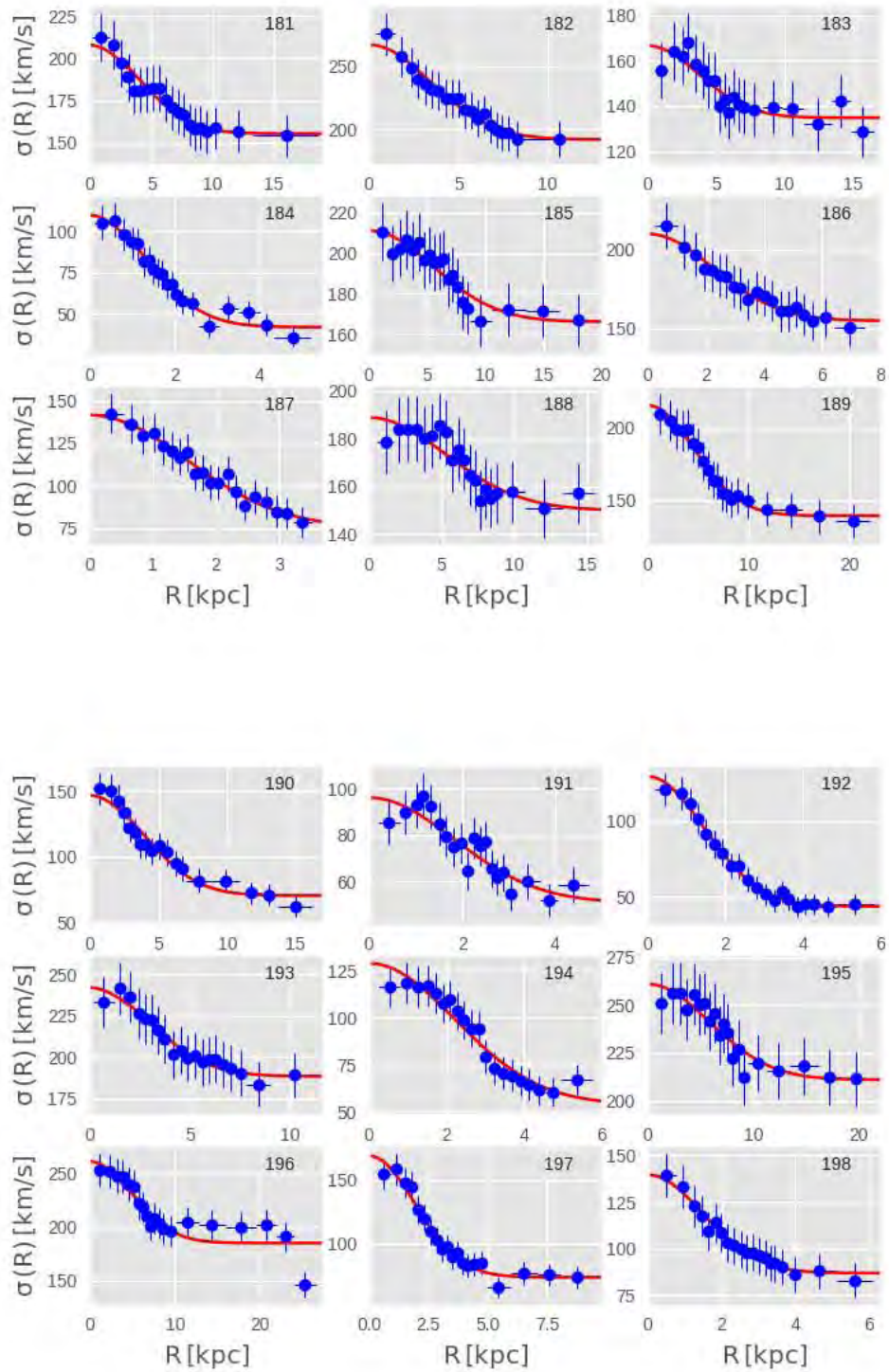
5. APÉNDICE D PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA

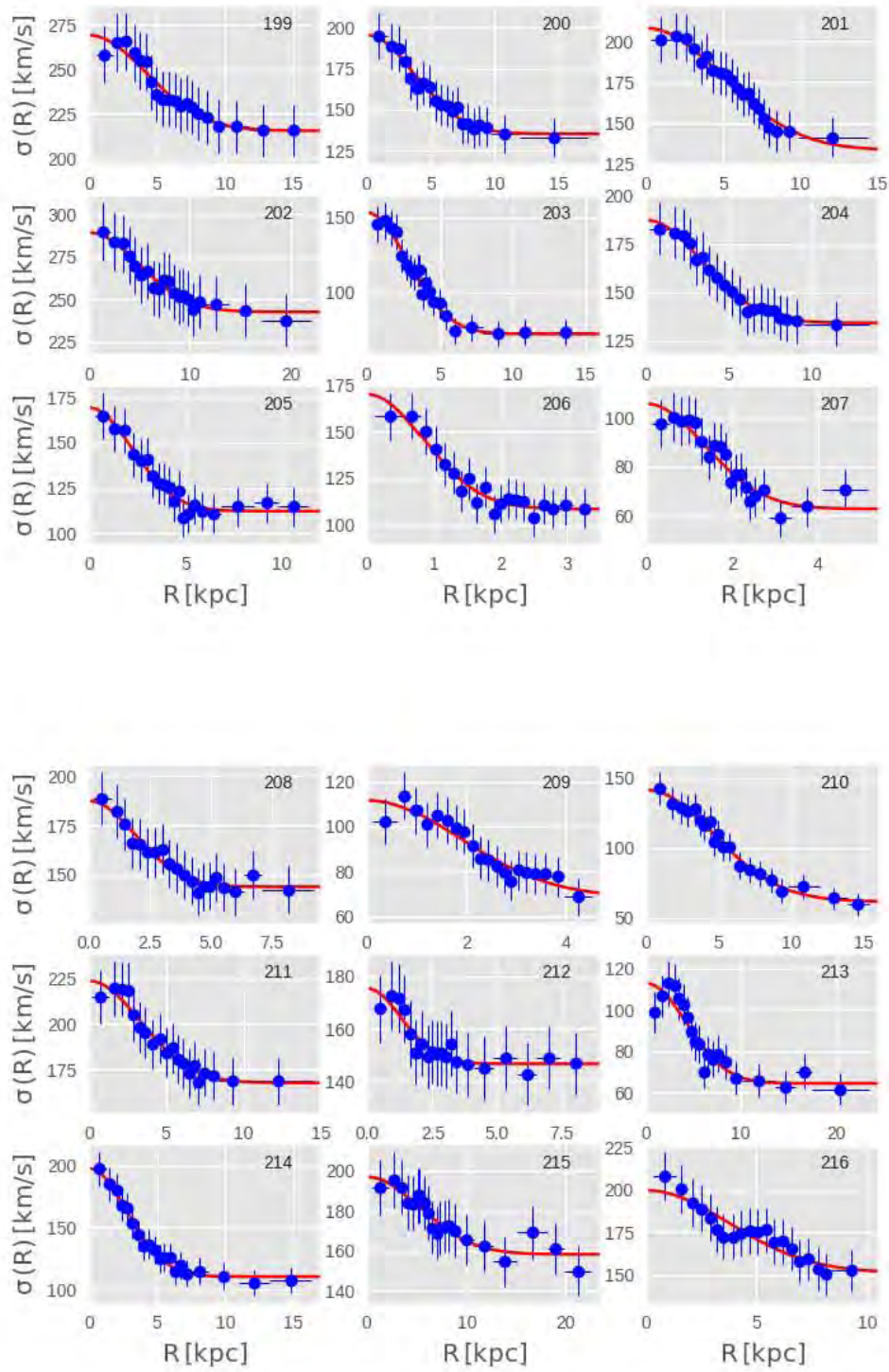




5. APÉNDICE D

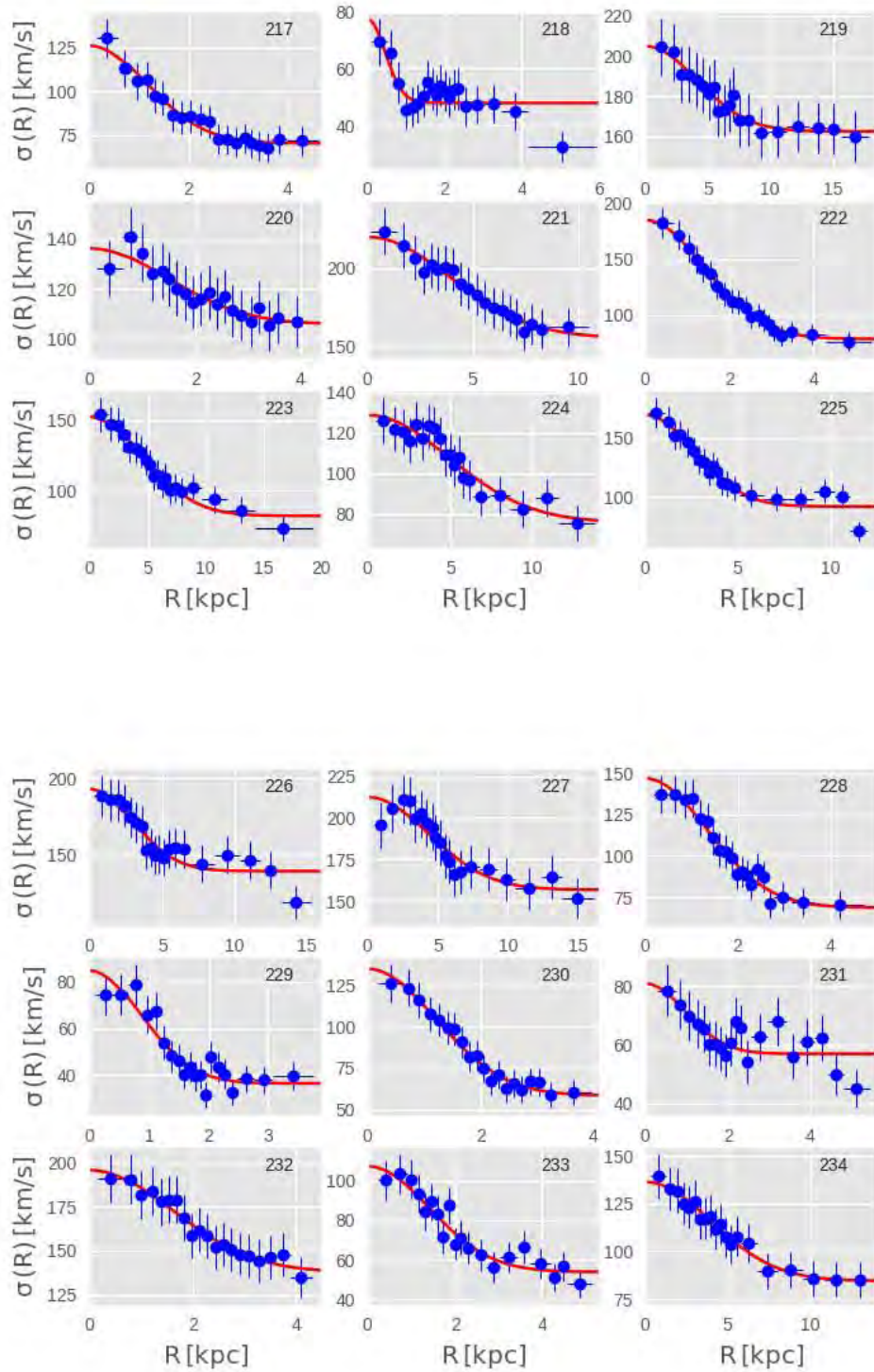
PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA

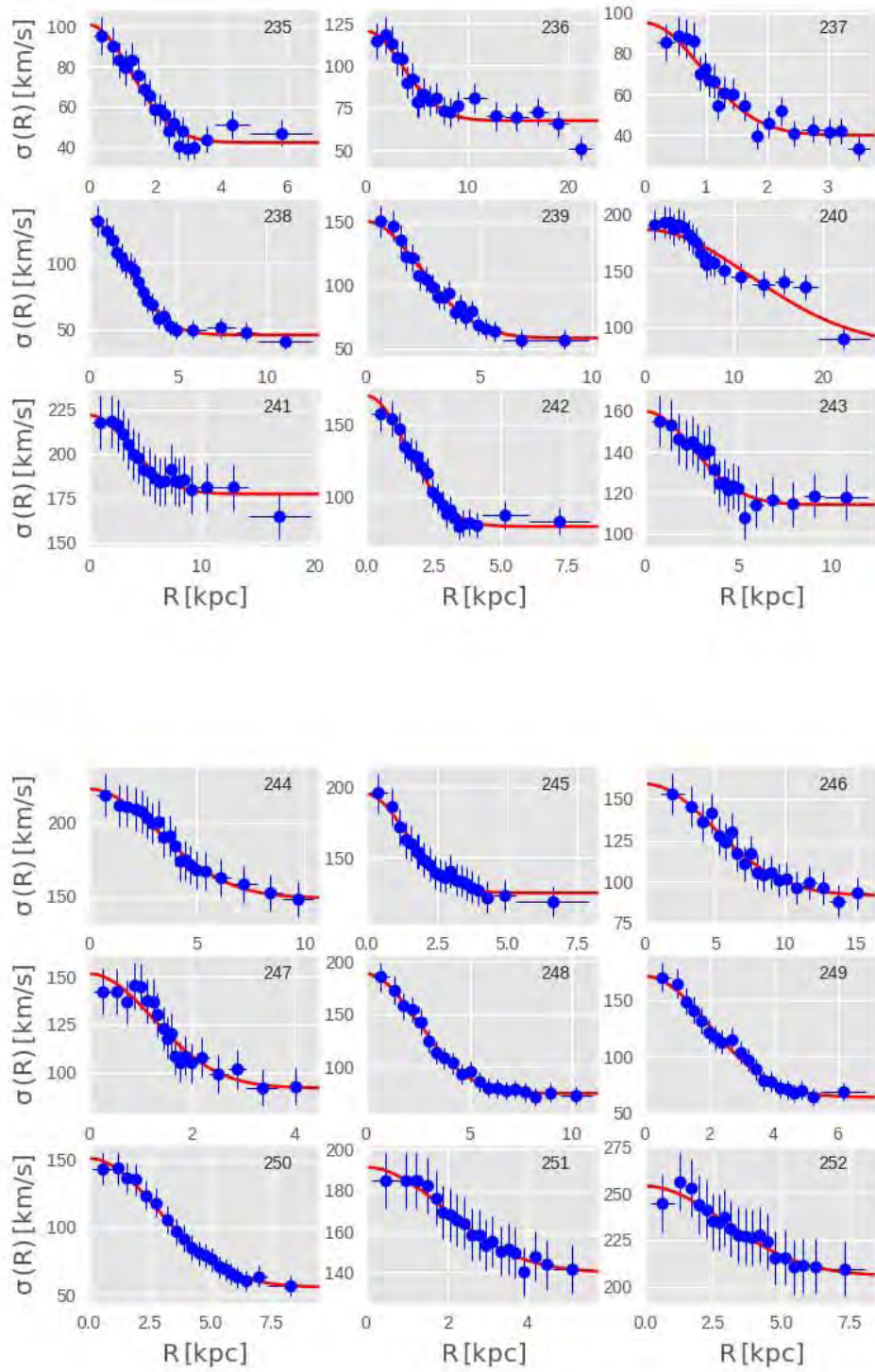




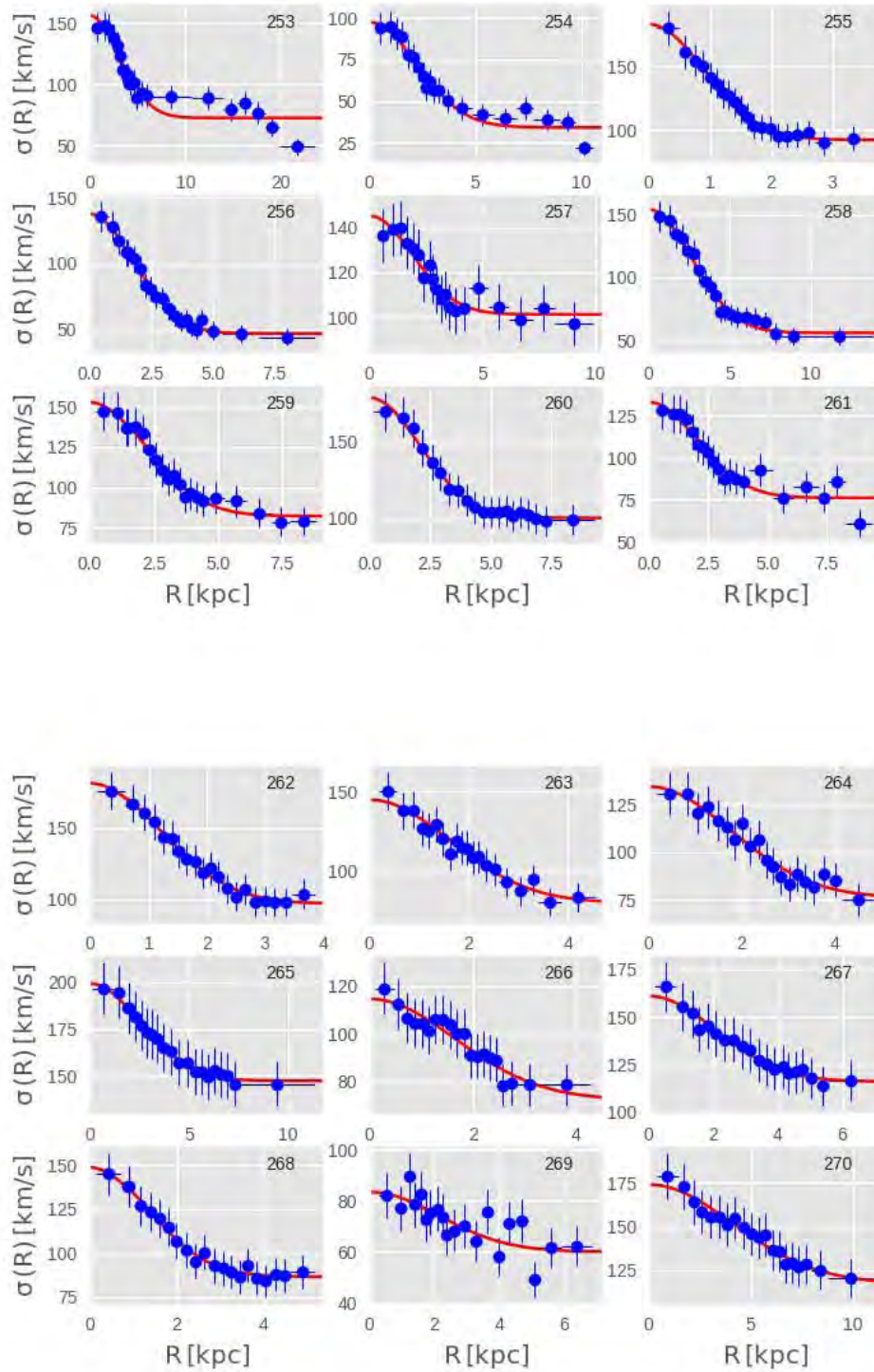
5. APÉNDICE D

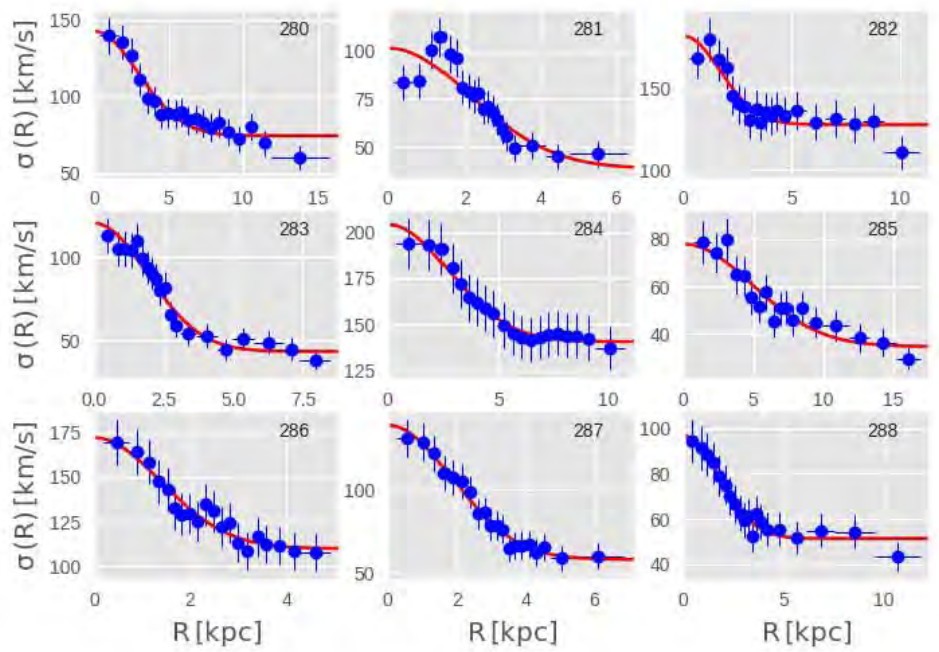
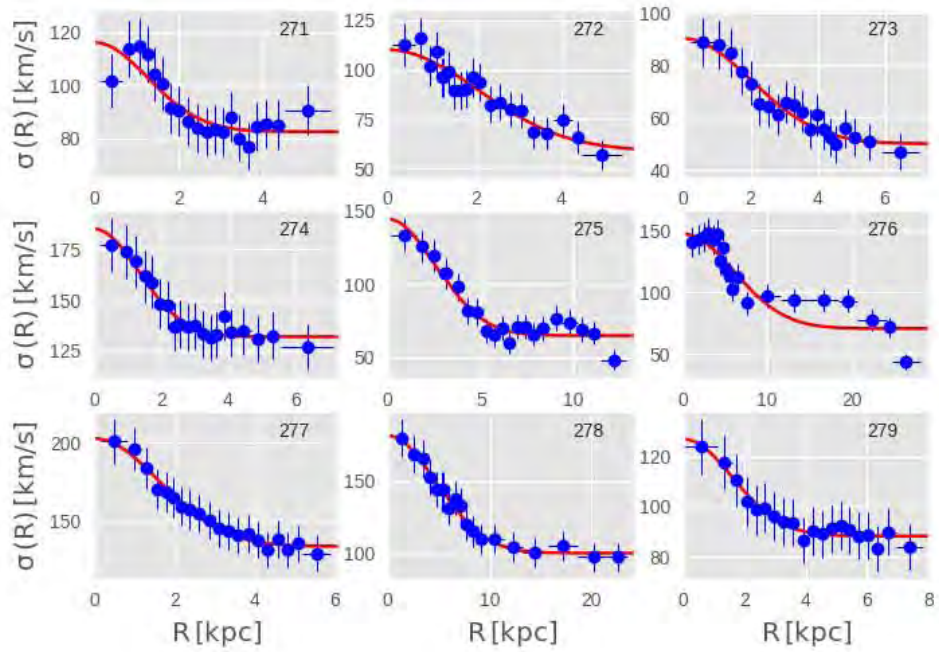
PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA





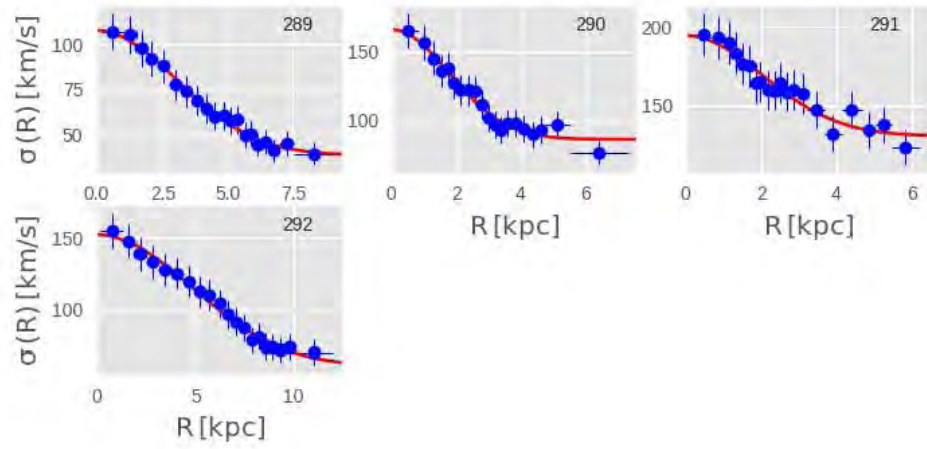
5. APÉNDICE D PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA

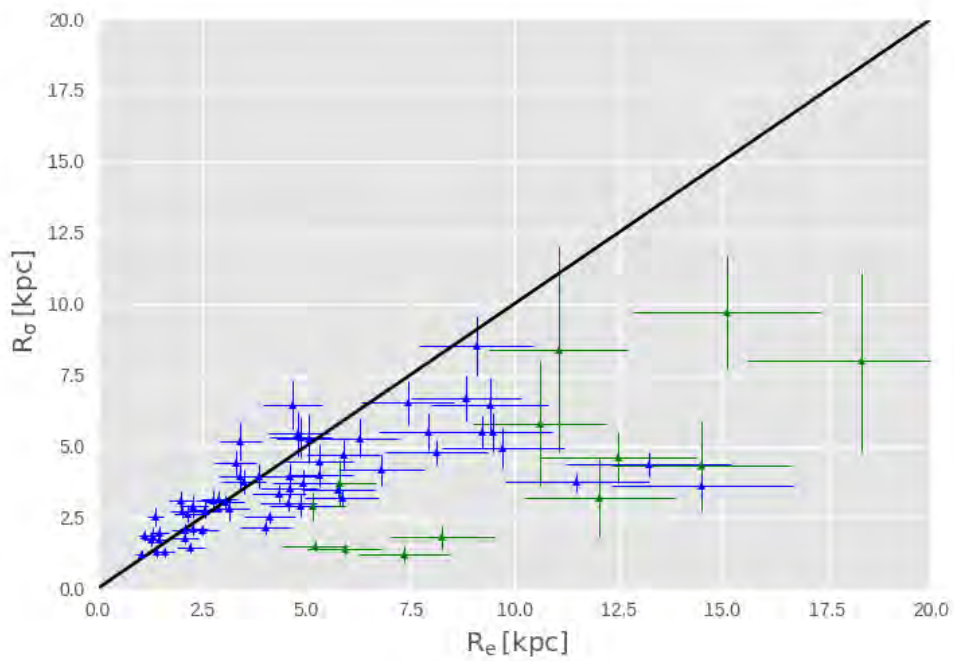




5. APÉNDICE D

PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA MUESTRA MANGA





Comparación del parámetro fotométrico R_e con el parámetro cinemático R_σ . Los triángulos verdes son galaxias elípticas de baja rotación de la muestra de CALIFA, mientras que los triángulos azules son las 60 galaxias elípticas de baja rotación de menor error relativo de la muestra de MaNGA. La línea negra representa la relación 1:1. Aunque una posible tendencia se observa antes de 5 kpc, hay una clara desviación para valores mayores, por lo que una posible parametrización de R_σ en términos del radio efectivo no es evidente.

5. APÉNDICE D
PERFILES DE DISPERSIÓN DE VELOCIDADES DE LA
MUESTRA MANGA

Bibliografía

- Abadi, M.G., Navarro, J.F., Steinmetz, M. et al., 2003, ApJ, 591, 499
- Abell, G. O., 1958, ApJS, 3, 211
- Ackermann, M. et al., 2011, Phys. Rev. Lett., 107, 241302
- Adelman-McCarthy, J. K., Agueros, M. A. et al., 2008, ApJS, 175, 297
- Alcock et al., 2001, Nature, 414, 6864
- Alexander, S. G. et al., 2017, ApJ, 835, 2
- Angus, G. W., Famaey, B. and Buote, D. A., 2008, MNRAS, 387, 1470
- Aprile, E. et al., 2017, JCAP, 10, 39
- Auger, M. W. et al., 2010, ApJ, 724, 511
- Bacon, R., et al., 2001, MNRAS, 326, 23
- Barrientos, E. et al., 2018, arXiv:1803.05525
- Barrientos, E. & Mendoza, S., 2017, EPJ Plus, 132, 361
- Baumgardt, H., Grebel, E.K. and Kroupa, P., 2005, MNRAS, 359, L1
- Bekenstein, J. D. & Milgrom, M., 1984, ApJ, 286, 7
- Bekenstein, J. D., 2004, Phys. Rev. D, 70, 083509

5. BIBLIOGRAFÍA

- Berezhiani, L. & Khoury, J., 2015, *Phys. Rev. D*, 92, 103510
- Bernal, T., Capozziello, S., Hidalgo, J. C. et al., 2011, *EPJ C*, 71, 1794
- Bertone, G., 2010, *Nature*, 468, 389
- Bertone, G., Hooper, D. and Silk, J., 2005, *Phys. Rep.*, 405, 279
- Bertone, G., Cumberbatch, R. et al., 2012, *J. Cosmol. Astro. Phys.*, 01, 004
- Bolton, A. S. et al., 2008, *ApJ*, 684, 248
- Bolton, A. S. et al., 2012, *ApJ*, 757, 82
- Bosma, A., 1981, *AJ*, 86, 1825–1846
- Bower, R. G., Lucey, J. R., Ellis, R. S., 1992, *MNRAS*, 254, 589
- Boylan-Kolchin, M., Bullock, J.S. and Kaplinghat, M., 2011, *MNRAS*, 415, L40
- Boylan-Kolchin, M., Bullock, J.S. and Kaplinghat, M., 2012, *MNRAS*, 422, 1203
- Brada, R. & Milgrom, M., 1999, *ApJ*, 519, 590
- Buchert, T., 2008, *Gen. Relativ. Gravit.*, 40, 467
- Buchert, T. & Carfora, M., 2008, *CQG*, 25, 19
- Bundy K., et al., 2015, *ApJ*, 798, 7
- Calore, F., de Romeri, V. and Donato, F., 2012, *Phys. Rev. D*, 85, 023004
- Capellari et al., 2011, *MNRAS*, 413, 813
- Chae K.H., & Gong I.T., 2015, *MNRAS*, 451, 1719
- Clifton, T., 2011, *Prog. Part. and Nuc. Phys.*, 66, 181

CMS collaboration, 2016, JHEP, 2016: 83

CMS collaboration, 2017, Phys. Rev. Lett., 118, 021802

Dabringhausen, J., Kroupa, P., Famaey, B. et al., 2016, MNRAS, 463, 1865

de Blok, W.J.G., 2010, Adv. Astron., 789293

de Zeeuw, P.T., et al., 2002, MNRAS, 329, 513

Desmond, H., 2017, MNRAS, 464, 4160

Diaferio, A., 1999, MNRAS, 309, 610

Diaferio, A. & Geller, M. J., 1997, ApJ, 481, 633

Diemand, J., Zemp, M., Moore, B. et al., 2005, MNRAS, 364, 665

Durazo, R. et al., 2017, ApJ, 837, 179

Emsellem et al. 2004, MNRAS, 352, 721

Faber, S. M. & Jackson, R. E., 1976, ApJ, 204, 668

Famaey, B. & McGAugh, S. S., 2012, Living Rev. Relativ., 15, 10

Fermi-LAT collaboration, 2016, ApJ, 819, 1

Freeman, K.C., 1970, ApJ, 160, 811

Freeman, K.C., 1999, ASP Conference Series, 170, 3

Gentile, G., Salucci, P., Klein et al., 2004, MNRAS, 351, 903

Gentile, G., Famaey, B. et al., 2007, A&A, 472, L25

Gentile, G., Famaey, B., Angus, G., Kroupa, P., 2010, A&A, 509, 97

Gerbal, D., Durret, F. et al., 1992, A&A, 253, 77

5. BIBLIOGRAFÍA

- Gerhard, O., Kronawitter, A. et al., 2001, AJ, 121, 1936
- Geringer-Sameth, A. & Koushiappas, S. M., 2011, Phys. Rev. Lett., 107, 241303
- Giodini, S. et al., 2009, ApJ, 703, 982
- Gladders, M. D. & Yee, H. K. C., 2000, AJ, 120, 2148
- Graham, A.W. & Worley, C.C., 2008, MNRAS, 388, 1708
- Haghi, H., Baumgardt, H., Kroupa, P. et al., 2009, MNRAS, 395, 1549
- Haghi, H., Baumgardt, H. and Kroupa, P., 2011, A&A, 527, A33
- Hernandez, X. & Jiménez, M. A., 2012, ApJ, 750, 9
- Hernandez, X., Jiménez, M. A. & Allen, C., 2013, MNRAS, 428, 3196
- Hernandez, X., Cortes, R. A. M., Scarpa, R., 2017, MNRAS, 464, 2930
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., Squires, G., 1998, ApJ, 504, 2
- Hossenfelder, S., 2017, Phys. Rev. D, 95, 124018
- Ibarra-Medel, H.J. & López-Cruz, O., 2011, RMxAA, 40, 64
- Jimenez, M. A., Garcia, G., Hernandez, X., Nasser, L., 2013, ApJ, 768, 142
- Kashlinsky, A., Atrio-Barandela, F., Kocevski, D. et al., 2008, ApJ, 686, L49
- Kautsch, S.J., Grebel, E.K., Barazza, F. D. et al., 2006, A&A, 445, 765
- Kneib, J. P. et al., 1996, ApJ, 471, 643
- Komatsu, E., et al., 2011, ApJS, 192, 18
- Kormendy, J., Drory, N., Bender, R. et al., 2010, ApJ, 723, 54
- Kroupa, P. et al., 2010, A&A, 523, 32

Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F. et al., 2009, MNRAS, 400, 917

Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F. et al., 2010a, MNRAS, 401, 2521

Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F. et al., 2010b, MNRAS, 406, 2732

Lane, R. R., Kiss, L. L., Lewis, G. F. et al., 2011, A&A, 530, A31

Law, D. R., Yan, R. et al., 2015, AJ, 150, 19

Law, D. R., Cherinka, B. et al., 2016, AJ, 152, 83

Lelli, F., McGaugh, S. S., Schombert, J. M., 2017, MNRAS, 468, 2930

Lee, J. & Komatsu, E., 2010, ApJ, 718, 60

Libeskind, N. I., Frenk, C. S., Cole, S. et al., 2009, MNRAS, 399, 550

LIGO-VIRGO collaboration, 2017, ApJL, 848, 2

Lipunov V. M. et al., 2017, ApJL, 850, 1

Lopez-Cruz, O., 1997, PhD Thesis, AAT NQ27999

Lopez-Cruz, O., Barkhouse, W. A., Yee, H. K. C., 2004, ApJ, 614, 679

Lovell, M. R., Eke, V. R., Frenk, C. S. et al., 2011, MNRAS, 413, 3013

Madau, P., Shen, S. and Governato, F., 2014, ApJL, 789, L17

McGaugh, S.S., 1996, MNRAS, 280, 337

McGaugh, S.S., 2004, ApJ, 609, 652

McGaugh, S.S., 2005, ApJ, 632, 859

McGaugh, S.S., 2011, Phys. Rev. Lett., 106, 121303

McGaugh S., 2012, AJ, 143, 40

5. BIBLIOGRAFÍA

- McGAugh, S. S., 2012, AAS Meeting 220, id.418.03
- McGaugh, S. S., 2016, ApJ, 832, L8
- McGaugh, S. S. & de Blok, W.J.G., 1998, ApJ, 499, 41-65
- McGaugh, S.S., Schombert, J.M., Bothun, G.D. et al., 2000, ApJ, 533, L99
- McGaugh, S.S., Schombert, J.M., de Blok, W.J.G. et al., 2010, ApJ, 708, L14
- McGaugh, S. S., Lelli, F., & Schombert, J. M. 2016, PhRvL, 117, 201101
- Metz, M., Kroupa, P., Jerjen, H., 2009, MNRAS, 394, 2223
- Mihos, J.C., McGaugh, S.S. and de Blok, W.J.G., 1997, ApJL, 477, L79
- Milgrom, M., 1983a, ApJ, 270, 371
- Milgrom, M., 1983b, ApJ, 270, 384
- Milgrom, M., 1983c, ApJ, 270, 365
- Milgrom, M. 1984, ApJ, 287, 571
- Milgrom, M., 1989, Comments Astrophys., 13, 215
- Milgrom, M. & Braun, E., 1988, ApJ, 334, 130
- Milgrom, M. & Sanders, R. H., 2003, ApJ, 599, 1
- Milgrom, M. & Sanders, R. H., 2007, ApJ, 658, 1
- Milgrom, M., 2013, Phys. Rev. Lett., 111, 4
- Moffat J. W., 2006, JCAP, 3, 4
- Moffat, J. W. & Toth, V. T., 2010, AIP Conf. Proc., 1241, 1066
- Navarro, J.F., Frenk, C.S. and White, S.D.M., 1997, ApJ, 490, 493

Oñorbe, J., Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S. et al., 2015, MNRAS, 454, 2092

Oort, J.H., 1932, Bull. Astron. Inst. Neth., 6, 249–287

Ostriker, J. P. & Peebles, P. J. E., 1973, ApJ, 186, 467

Ostriker, J. P. & Steinhardt, P. J., 1995, Nature, 377, 600

PANDAX-II Collaboration, 2016, arXiv:1607.07400

PANDAX-II Collaboration, 2017, arXiv:1708.06917

Pawlowski, M. S., Pflamm-Altenburg, J., Kroupa, P., 2012, MNRAS, 423, 1109

Perlmutter, S. et al., 1999, ApJ, 517, 565

Planck collaboration, 2016, A&A, 594, A13

Pointecouteau, E. & Silk, J., 2005, MNRAS, 364, 654

Read, J. I., Agertz, O. and Collins, M. L. M., 2016, MNRAS, 459, 2573

Richtler, T., Schubert, Y., Hilker, M., et al., 2008, A&A, 478, L23

Riess, A. G. et al., 1998, AJ, 116, 1009

Rines, K., Geller, M.J., Diaferio, A., Kurtz, M.J., 2013. ApJ, 767, 15

Romanowsky, A.J., Douglas, N.G. et al., 2003, Science, 301, 1696

Romanowsky, A. J. et al., 2013, AAS HEAD meeting 13, id.120.10

Rosati, P. et al., 2009, A&A, 508, 583

Rubin, V.C., Ford, J.W.K., Thonnard, N. et al., 1982, ApJ, 261, 439–456

Rubin, V.C., Ford, J.W.K. and Thonnard, N., 1978, ApJ, 225, L107

Samurović S., 2014, A&A, 570, A132

5. BIBLIOGRAFÍA

- Samurović S., 2016, *Ap&SS*, 361, 199
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, *A&A*, 538, A8
- Sánchez, S. F., García-Benito, R., Zibetti, S., et al. 2016a, *A&A*, 594, A36
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016b, *RMxAA*, 52, 171
- Sanders, R.H., 1990, *A&A Rev.*, 2, 1
- Sanders, R.H., 1999, *ApJ*, 512, L23
- Sanders, R. H., 2000, *MNRAS*, 313, 767
- Sanders, R.H., 2003, *MNRAS*, 342, 901
- Salinas, R., Richtler, T., Bassino, L.P. et al., 2012, *A&A*, 538, A87
- Sawala, T., Frenk, C. S., Fattahi, A. et al., 2016, *MNRAS*, 457, 1931
- Scarpa, R., 2003, *astro-ph/0302445*
- Scarpa, R., Marconi, G., Gilmozzi, R., & Carraro, G. 2007a, *A&A*, 462, L9
- Scarpa, R., Marconi, G., Gilmozzi, R., & Carraro, G. 2007b, *Msngr*, 128, 41
- Scarpa, R., & Falomo, R. 2010, *A&A*, 523, A43
- Scarpa, R., Marconi, G., Carraro, G., et al., 2011, *A&A*, 525, A148
- Sellwood, J.A. & Kosowsky, A., 2001, *ASP Conf. Ser.*, 311-318
- Serra, A. L., Diaferio, A., Murante, G., & Borgani, S. 2011, *MNRAS*, 412, 800
- Sheth, R.K. & Diaferio, A., 2001, *MNRAS*, 417, 2938
- Simon, J.D. & Geha, M., 2007, *ApJ*, 670, 313
- Sobouti Y., 2007, *A&A*, 464, 921

Sprayberry, D., Bernstein, G.M., 1995, ApJ, 438, 72

Stark, D.V., McGaugh, S.S. and Swaters, R.A., 2009, AJ, 138, 392

Stoughton, C., Lupton, R. H. et al., 2002, AJ, 123, 485

Swaters R.A., Sanders R.H., McGaugh S S., 2010, ApJ, 718, 380

Szydagis et al., 2016, arXiv:1611.05525

Tian, Y. & Ko, C. M., 2016, MNRAS, 462, 1092

Tiret, O., Combes, F., Angus, G.W. et al., 2007, A&A, 476, L1

Thompson, R. & Nagamine, K., 2012, MNRAS, 419, 3560

Tollet, E., Maccio, A. V., Dutton, A. A. et al., 2016, MNRAS, 456, 3542

Tomozeiu, M., Mayer, L., Quinn, T., 2016, ApJL, 827, L15

Trachternach, C., de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S. et al., 2009, A&A, 505, 577

Tully, R.B. & Fisher, J.R., 1977, A&A, 54, 661

Verlinde, E. P., 2016, arXiv:1611.02269

Voges, W., Aschenbach, B. et al., 1999, A&A, 349, 389

Wake, D. A., Bundy, K., Diamond-Stanic, A. M. et al., 2017, AJ, 154, 3

Walcher, C. J., Wisotzki, L., Bekeraité, S., et al. 2014, A&A, 569, A1

Walker, M.G., Mateo, M. and Olszewski, E.W., 2009, AJ, 137, 3100

Walker, M. G. et al., 2009, ApJ, 704, 1274

Walker, M.G. & Peñarrubia, J., ApJ, 742, 20

Watkins, R., Feldman, H.A. and Hudson, M.J., 2009, MNRAS, 392, 743

5. BIBLIOGRAFÍA

- Wei, Jun-Jie et al. 2017, JCAP, 2017, 35
- Weijmans, A.-M., Krajnović, D. et al., 2008, MNRAS, 383, 1343
- Wetzel, A. R., Hopkins, P. F., et al., 2016, ApJL, 827, L23
- Wiltshire, D. L., 2007, New J. Phys., 9, 377
- Wiltshire, D. L., 2008, Phys. Rev. D., 78, 084032
- Yan, R., Bundy, K., Law, D. R. et al., 2016, AJ, 152, 197
- Yan, R., Tremonti, C., Bershady, M. A. et al., 2016, AJ, 151, 8
- Yang, Y. et al. 2016, arXiv:1612.01223
- Yahil, A. & Vidal, N. V., 1977, ApJ, 214, 347
- York, D. G., Adelman, J. et al., 2000, AJ, 120, 1579
- Zwaan, M.A., van der Hulst, J.M. et al., 1995, MNRAS, 273, L35
- Zwicky, F., 1933, Helv. Phys. Acta, 6, 110–127