



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

CORIFICACIÓN DE HALOS DE MATERIA OSCURA EN LA GALAXIA
ENANA SEXTANS A MEDIANTE FORMACIÓN ESTELAR.

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA

JAIRO URIEL LOPEZ GARCÍA

Tutores principales:

DRA. VERONICA LORA CASTELLANOS
Facultad de Ciencias

DR. BERNARDO CERVANTES SODI
Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

Morelia Michoacán, 9 de junio de 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Agradecimientos institucionales

Se le agradece a CONACyT por la beca de maestría otorgada con número de apoyo 762649.

Le agradezco al Dr. Bernardo Cervantes Sodi por la beca del Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) con ID:IA103520 por la laptop que fue usada durante toda la maestría y para la escritura de esta tesis.

Se agradece al Dr. Javier Ballesteros por la beca del Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) con ID: IN114422 por los meses adicionales de beca que me tomaron completar la tesis.

Agradezco a la UNAM, al IRyA y al Instituto de Ciencias Nucleares por prestarme su servidor, su luna Ganimedes y Europa que sin ellas no hubiera podido correr la simulación y guardar los datos. Sin todo esto, mi trabajo no hubiera sido posible.

A mi grupo de trabajo el cual fue enriquecedor.

Agradecimientos personales

A mis asesores por su infinita paciencia, guianza y comprensión en toda mi trayectoria durante la maestría. Sin ustedes no podría haberlo hecho. Gracias por siempre tenerme fe y ayudarme. Los considero a ambos como amigos más que colegas, Bernardo y Verónica.

A mis padres y hermanos por estar siempre conmigo, que me han seguido apoyando durante todo este periodo académico y mi transición de independencia.

A mis amigos que me han mostrado lo que estar ahí en mi transición de licenciatura a universidad y durante toda la universidad. Siempre serán legendarias las noches en el *kremlim* con todos ustedes: Marlén, Orlando, Ernesto y Rob.

Igualmente pasamos varias aventuras juntos que nunca olvidaré.

También a mis amigos del instituto con los cuales mi periodo en maestría fue muchos más ameno, esos juegos de mesa siempre serán súper divertidos.

A ti Chely por haberme dado asilo cuando me independicé. En verdad valoro mucho la oportunidad de vida que me diste.

Y como broche de oro, a Belén, por estar en mi corazón y apoyarme durante la etapa más difícil de mi proceso de vida en independencia. También por todo el amor y cariño que me has dado ... siempre tendrás un lugar en el < 3.

A ti lector por darte el tiempo de revisar este trabajo.

Resumen

La dinámica de las galaxias de bajo brillo superficial y las galaxias de baja masa está dominada por la materia oscura. Los modelos que describen la dinámica de estos tipos de galaxias suelen estar más de acuerdo con perfiles de densidad de masa de materia oscura con pendientes someras tipo *Core*, del tipo pseudo-isotermo. Los perfiles de materia oscura para galaxias con mayor masa tipo la Vía Láctea, están mejor descritos con perfiles con pendientes más picudas denominadas tipo *Cusp*, como lo es el perfil Navarro-Frenk-White (NFW) (Navarro, 1996). Además, los primeros resultados de simulaciones cosmológicas Λ CDM han encontrado que la densidad de masa de materia oscura en los halos de las galaxias es preferentemente del tipo *Cusp*.

Así que, por un lado tenemos que los resultados de las primeras simulaciones cosmológicas que empleaban exclusivamente partículas de materia oscura, nos sugieren un perfil de masa de materia oscura tipo *Cusp* (NFW), mientras que por otro lado las observaciones de galaxias de bajo brillo superficial y de galaxias enanas, nos sugieren una densidad de masa de materia oscura tipo *Core*.

Esta discrepancia, el también llamado problema *Core/Cusp*, se ha visto en cierto grado resuelto tomando en cuenta la componente bariónica (gas y estrellas) en la nueva generación de simulaciones cosmológicas tipo Λ CDM (como por ejemplo Illustris, Illustris-TNG, FIRE, etc.).

Al incluir los bariones en las simulaciones cosmológicas y simulaciones de formación galáctica, los halos de masa de las galaxias podrán acretar gas y formar estrellas. Una vez que las estrellas se han formado, la radiación de las estrellas puede foto-evaporar las regiones de formación estelar, suprimiendo así la continuación de formación estelar. A este proceso se le conoce como "feedback estelar".

Al incluir una componente bariónica en las simulaciones de formación y evolución de galaxias, uno de los efectos que surgen es el de "feedback estelar" que tiene como consecuencia "aplanar" el centro del perfil de masa de materia oscura, llevándolo de un perfil de masa de materia oscura inicial tipo *Cusp* (NFW), a un perfil de densidad de masa de materia oscura tipo *Core*. A este proceso lo llamamos *corificación*, el cual dependerá únicamente de la historia de formación estelar de cada galaxia. Por lo tanto, cada galaxia tendrá un proceso de corificación único, regido por la cantidad de estrellas que forma durante su evolución.

En trabajos anteriores (Lora et al., 2012, 2013) se ha encontrado que para galaxias enanas dominadas por la materia oscura (por ejemplo, Sextans, Fornax, Ursa Minor, etc.), los cúmulos globulares (CG) que este tipo de galaxias puede albergar son destruidos antes de 1 Gyr de evolución si la galaxia enana anfitriona tiene un perfil de densidad de masa de materia oscura tipo *Cusp*, mientras que la supervivencia de un cúmulo globular en un halo de materia oscura tipo *Core* es garantizada para tiempos de evolución superiores a los 10 Gyr.

A pesar de que la inclusión de bariones en las simulaciones cosmológicas parecen aliviar el

problema *Core/Cusp*, aún hay que tomar en cuenta que el proceso de corificación es un proceso dinámico. Este proceso puede llevarse a cabo en intervalos de tiempo muy extendidos, de más de 10 Gyr. Esto nos daría como consecuencia la posibilidad de tener un halo tipo *Cusp* en los primeros Gyr de evolución (dependiendo de la historia de formación estelar), lo que causaría que la destrucción del cúmulo globular, incluso cuando se toma en cuenta la transformación de un halo de *Cusp* a un halo *Core*.

En esta tesis, estudiamos la supervivencia de la subestructura estelar (cúmulo globular) de la galaxia enana Sextans A cuando el halo de materia oscura de esta galaxia se encuentra en proceso de corificación, utilizando su historia de formación estelar acumulativa. Sextans A es una galaxia enana cuya dinámica está dominada totalmente por el potencial del halo de materia oscura. Esto nos permite desprestigiar la componente estelar y gaseosa. Sextans A tiene una peculiaridad: es una de las pocas galaxias enanas en el Grupo Local de galaxias, que contienen un cúmulo globular, lo que la hace ideal para estudiar el proceso de corificación que permitiría la supervivencia de su cúmulo globular.

Por primera vez, utilizamos simulaciones de N-cuerpos (implementando el código *Superbox*) para estudiar cómo el potencial del halo de materia oscura influye en la (potencial) destrucción (o no) del cúmulo globular en Sextans A, cuando el halo de materia oscura experimenta una transformación de un halo tipo *Cusp* a un halo tipo *Core*.

Encontramos que el caso más extremo del efecto de la corificación del halo ocurre en halos *grandes*, con masa de $10^{10}M_{\odot}$ y con radio de escala $R_s = 4$ kpc, parámetro de concentración $c = 14$, y para el caso en el que el cúmulo globular sigue una órbita elíptica, la corificación produce un efecto significativo en la reducción de pérdida de partículas en comparación con el caso de un halo tipo NFW fijo, pasando de una pérdida del $\sim 35\%$ de masa para el caso de halo NFW fijo a una pérdida de sólo $\sim 6\%$ para el caso en el que se incluye la corificación, lo que representa una diferencia del 29% entre ambos casos (ver Tabla 5.1).

Para el caso de halos *chicos*, con masas de 10^9M_{\odot} , radio de escala $R_s = 1.56$ kpc y parámetro de concentración $c = 10$ con órbitas elípticas, seguimos observando la misma reducción de pérdida de masa al comparar el caso NFW fijo con una pérdida del 30% en contraste con el halo NFW corificante con una pérdida de sólo el 3.5% , lo que corresponde a una diferencia en pérdida de masa entre ambos casos del 26.5% .

Cuando estudiamos órbitas circulares o semi circulares encontramos que la diferencia en la fracción de partículas ligadas entre halos NFW fijos y corificantes es del 2.5% para halos *grandes* y del 2.5% para halos *chicos*. Aunque para el caso de órbitas circulares la pérdida de partículas es baja, el proceso de corificación disminuye aún más la pérdida de partículas, reduciendo los valores a la mitad que para el caso no corificante.

Abstract

The dynamics of low surface brightness galaxies and low mass galaxies is dominated by the dark matter (DM) component. The dynamics of these types of galaxies tend to be in better agreement with dark matter mass density profiles with shallow Core-like slopes or pseudo-isotherms. Galaxies with higher mass, like the Milky Way, are better modeled with profiles with steeper Cusp slopes, such as the Navarro-Frenk-White (NFW) profile (Navarro, 1996). In addition, the results of Λ CDM cosmological simulations have found that the mass density profile of the dark matter halos is typically cuspy, well modeled by a NFW profile.

So, on the one hand we have the results of cosmological simulations suggesting a dark matter mass profile of the Cusp type (NFW), while on the other hand observations of low surface brightness galaxies and dwarf galaxies suggest a flatter or Core-like dark matter mass density.

This discrepancy, or the so-called Core/Cusp problem, has been resolved to a certain degree by taking into account the baryonic component (gas and stars) in the new generation of Λ CDM cosmological simulations (such as Illustris, Illustris-TNG, FIRE, etc.).

By including baryons in cosmological simulations, galaxy halos will be able to accrete gas and form stars. Once stars have formed, radiation from stars can photo-evaporate star-forming regions, thus suppressing further star formation. This process is known as "stellar feedback".

In particular, one of the effects that stellar feedback has is that it "flattens" the center of the dark matter mass profile, taking it from an initial cusp-like (NFW) dark matter mass profile, to a core-type dark matter profile. We call this process *corification*. The corification process will depend solely on the star formation history of each dwarf galaxy. Therefore, each galaxy will have a unique corification process, governed by the amount of stars it forms during its evolution.

Previous work has found that for dark matter dominated dwarf galaxies containing globular clusters (e.g. Sextans, Fornax, Ursa Minor, etc.), the globular clusters are destroyed before 1 Gyr of evolution if the host dwarf galaxy has a Cusp-type dark matter (NFW) mass density profile, whereas the survival of a globular cluster in a Core-type dark matter halo is guaranteed for evolution times of more than 10 Gyr.

Although the inclusion of baryons in cosmological simulations seems to alleviate the Core/Cusp problem, it should still be noted that the corification process is a dynamic process. This process in principle can take more than 10 Gyr. This would give us as a consequence the possibility of having a Cusp halo in the first Gyr of evolution (depending on the history of star formation). This would cause a globular cluster to be seen in the process of being destroyed, even when taking into account the transformation from a Cusp halo to a Core halo.

In this thesis, we study the survival of the stellar substructure (globular cluster, GC) of the dwarf spheroidal galaxy Sextans A when the dark matter halo of this galaxy is in the process of

corification, as imposed by its cumulative star formation history. Sextans A is a dwarf galaxy whose dynamics is totally dominated by the potential of the dark matter halo. This allows us to neglect the stellar and gaseous components. Sextans A has a peculiarity: it is one of the few dwarf galaxies in the Local Group with a detected globular cluster.

For the first time, we use N-body simulations (using the *Superbox* code) to study how the potential of the dark matter halo influences the (potential) destruction (or not) of the globular cluster in Sextans A, when the dark matter halo is transforming from a Cusp (NFW) halo, to a Core one.

We find that the most extreme case of halo coding effect occurs in *large* halos, of mass $10^{10}M_{\odot}$ with scale radius $R_s = 4$ kpc, concentration parameter $c = 14$, and elliptical orbit for the CG, where the corification produces a significant effect in reducing particle loss compared to the case of a fixed NFW-type halo, going from a loss of $\sim 35\%$ of mass for the NFW halo case fixed to a loss of only $\sim 6\%$ for the case where the coding is included, which represents a difference of 29% between both cases (see Table 5.1).

For the case of *small* halos, with masses of 10^9M_{\odot} , scale radius $R_s = 1.56$ kpc and concentration parameter $c = 10$ with elliptical orbits, we still observe the same reduction in mass loss when comparing the fixed NFW case with a loss of 30% in contrast to the corifying NFW halo with a loss of only 3.5% , which corresponds to a difference in loss of mass between both cases of 26.5% .

When we look at circular or semi-circular orbits we find that the particle difference in the bound fraction between fixed and corifying NFW halos is 2.5% for *large* halos and 2.5% for *small* halos. Although for the case of circular orbits the loss of particles is low, the corification process decreases the loss of particles even more, reducing the values by half that for the non-corifying case.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XIII
1. Introducción	1
1.1. Galaxias	1
1.1.1. Clasificación de las galaxias	2
1.1.2. Grupo Local	6
1.2. Halos de materia oscura	7
1.2.1. Primeros indicios	7
1.2.2. Distribución de masa en los halos de materia oscura	8
1.3. Problemas a escala galáctica del modelo LCDM	10
1.3.1. Relación Tully-Fisher Bariónica	10
1.3.2. Satélites faltantes	11
1.3.3. Too-big-to-fail	11
1.3.4. Problema <i>Core/Cusp</i>	11
1.4. ¿Por qué y cómo se corifican los halos de DM?	13
1.4.1. Fricción dinámica de <i>clumps</i> bariónicos masivos	13
1.4.2. <i>Feedback</i> por supernovas y/o formación estelar	15
1.5. Supervivencia de CGs	16
2. Sextans A y su cúmulo globular	19
2.1. Sextans A	19
2.2. Cúmulo globular en Sextans A	26
3. Metodología	29
3.1. Objetivo de la tesis	29
3.2. Corificación de los halos de materia oscura	29
3.3. Simulación de N-cuerpos	32
3.4. Parámetros iniciales	33
3.4.1. Parámetros iniciales para los halos de DM	34
3.4.2. Parámetros iniciales del CG	34
4. Resultados	37
4.1. Halos tipo NFW	39
4.1.1. Halo de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita circular	39
4.1.2. Halo de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita excéntrica	42
4.1.3. Halo de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita circular	47
4.1.4. Halo de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita excéntrica	50
4.2. Halos tipo NFW con corificación	53
4.2.1. Halo en corificación de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita circular	53

4.2.2.	Halo en corificación de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita excéntrica	56
4.2.3.	Halo en corificación de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita circular	59
4.2.4.	Halo en corificación de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita excéntrica	62
5.	Discusión y Conclusiones	65
6.	Trabajo a futuro	69
	Bibliografía	71
	Apéndice	83

Índice de figuras

1.1. Fotografía de la Vía Láctea	1
1.2. Esquema de clasificación de Hubble	3
1.3. Tipos de Galaxias	5
1.4. Diagrama del Grupo Local	6
1.5. Curva de rotación de la galaxia NGC 3198	7
1.6. Problema <i>Core/Cusp</i>	12
1.7. Perfiles de evolución de densidad para un escenario de DFBC	14
1.8. Evolución del perfil de densidad en una simulación hidrodinámica en distintas épocas	16
2.1. Sextans A en el visual	21
2.2. Diagrama HR de Sextans A	22
2.3. Contornos de densidad estelar superficial por conteos RGB en Sextans A	23
2.4. Contornos de densidad superficial de HI en Sextans A	24
2.5. Gráfica de la historia de formación estelar acumulativa de masa de Sextans A	25
2.6. Cumulo globular de Sextans A en la banda V	27
3.1. Gráfica de perfiles de densidad	30
3.2. Transformaciones de <i>Cusp</i> a <i>Core</i> de Read et al. (2016)	31
4.1. Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc.	40
4.2. Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con el CG en órbita circular. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG.	41
4.3. Gráficas de la simulación NFW de la distribución de densidad del CG y su histograma 2D en xy que corresponden para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con el CG en órbita circular.	41
4.4. Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$) en la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc.	44
4.5. Gráficas de la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A con órbita excéntrica ($e = 0.9$) con apocentro en la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc.	45
4.6. Gráficas de la simulación NFW de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	46
4.7. Gráficas de la simulación NFW de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	46

4.8. Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW (halo <i>chico</i>) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc	48
4.9. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	49
4.10. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	49
4.11. Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$) en la simulación NFW (halo <i>chico</i>) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc	51
4.12. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	52
4.13. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	52
4.14. Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW en corificación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc.	54
4.15. Gráficas de la simulación NFW en corificación de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas circulares.	55
4.16. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas circulares.	55
4.17. Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$) en la simulación NFW en corificación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc.	57
4.18. Gráficas de la simulación NFW en corificación de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	58
4.19. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	58
4.20. Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW en corificación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc	60
4.21. Gráficas de la simulación NFW en corificación de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	61
4.22. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	61
4.23. Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$) en la simulación NFW en corificación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc	63
4.24. Gráficas de la simulación NFW en corificación de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	64

4.25. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	64
6.1. Gráficas de la simulación NFW de la evolución de la distribución de densidad en histograma 2D en xy que corresponden para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con el CG en órbita circular.	83
6.2. Gráficas de la simulación NFW de la evolución de la distribución de densidad en histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	84
6.3. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	85
6.4. Gráficas de la simulación NFW (halo <i>chico</i>) de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	86
6.5. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas circulares.	87
6.6. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^{10} M_\odot$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas.	88
6.7. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares.	89
6.8. Gráficas de la simulación NFW en corificación de la evolución de la distribución de densidad del CG y su histograma 2d en xy en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas.	90

Índice de tablas

1.1. Tabla con parámetros de galaxias	5
2.1. Tabla con características de Sextans A	20
2.2. Tabla con características del cúmulo globular de Sextans A	27
3.1. Tabla con parámetros de los halos en las simulaciones	34
3.2. Tabla con parámetros del CG en las simulaciones	35
4.1. Tabla con parámetros de tiempos de computo en las simulaciones	37
5.1. Tabla con los resultados de la simulación de la fracción ligada, número de vueltas y orbitas completadas	66

Capítulo 1

Introducción

1.1. Galaxias

En una noche con poca contaminación lumínica, sin nubes ni Luna, se puede distinguir una estructura luminosa en el cielo la cual atraviesa de un lado al otro el horizonte. Esta estructura (fig. 1.1), por su aspecto de gotas de leche en el cielo nocturno, fue nombrada por los antiguos griegos como Galaxia (del griego *galáktos*; leche) y posteriormente por los romanos como la Vía Láctea (Camino de leche).



Figura 1.1: Fotografía de la Vía Láctea en el cielo nocturno vista desde Refuge des Merveilles, Tende, Francia. Créditos: Denis Degioanni

Lo que a nuestros ojos parecen "gotas" de leche en el cielo, son en realidad estrellas o conjuntos de estrellas que al encontrarse tan alejadas de nosotros las vemos como puntos en el cielo. Fue Galileo Galilei quien, en 1610, en su texto *Sidereus Nuncius or The Sidereal Messenger* (o El Mensajero Sidereal), planteó la posibilidad de que estos puntos brillantes que conforman a la Vía Láctea, fueran estrellas, gracias a que pudo resolver dichas estrellas con el uso del telescopio.

En el siglo XVIII, Thomas Wright e Immanuel Kant propusieron que la Vía Láctea era un sistema estelar aplanado (como disco) que se asemejaba a una banda debido a nuestra perspectiva desde el interior de la misma, haciendo analogía al Sistema Solar. Kant también propuso que para balancear el efecto de la gravedad, la Vía Láctea tenía que estar en rotación.

Finalmente propuso la idea de que muchas de las nebulosas que se habían observado en el cielo eran sistemas similares a nuestra galaxia, pero lo suficientemente lejanas para que se observaran muy pequeñas en el cielo, a las que llamó Universos Islas. Sabemos que su hipótesis es correcta, ya que estas nebulosas son en efecto, otras galaxias.

1.1.1. Clasificación de las galaxias

Esta idea de que las galaxias son objetos extragalácticos fue probada hasta 1925 por Edwin Hubble, quien usando estrellas Cefeidas demostró que estas no pertenecían a nuestra galaxia (Hubble, 1925). Un año después propuso un sistema de clasificación de acuerdo a su estructura, mediante observaciones en la banda B del sistema fotométrico de Johnson (Hubble, 1926). Este esquema de clasificación, sintetizado en el diagrama de la figura (1.2), se consolidó como la clasificación estándar que continuamos usando actualmente.

En este diagrama, descrito de izquierda a derecha, las galaxias de la izquierda son elípticas, denominadas con la letra (E); las cuales no muestran subestructuras aparentes y en estas solo se observa un bulbo muy brillante en el centro. La elipticidad aumenta de izquierda a derecha en el diagrama, hasta llegar a un punto de divergencia en donde se dividen las galaxias espirales de dos tipos, barradas (Sb) y no barradas (S). En ambos casos la clasificación aumenta alfabéticamente con respecto a que tan abiertos o contraídos hacia el bulbo se observen sus brazos espirales y que tan prominente sea su bulbo (si esta presente).

En un principio Hubble planteó que este esquema podría reflejar un proceso evolutivo, considerando que las galaxias de tipo temprano (lado izquierdo del diagrama) evolucionaban al paso del tiempo a una morfología más tardía (lado derecho del diagrama), lo que resulta en los términos empleados para referirnos a los diferentes tipos morfológicos, pero sabemos que este esquema de evolución es poco realista.

A pesar de ser un buen sistema de clasificación, el cual da una idea general de las propiedades físicas de los diferentes tipos morfológicos, este carece de las galaxias irregulares y las galaxias enanas; las primeras carecen de estructura aparente (i.e. son irregulares) y las segundas principalmente están constituidas por materia oscura y por consecuente no son muy brillantes en comparación al resto de las galaxias en la clasificación, de las cuales se hablará con mayor detalle en el capítulo (1.1.1). Estas galaxias que no aparecen en el diagrama de Hubble son de gran interés debido a que son las más abundantes, tanto en nuestra vecindad galáctica como en el Universo en su conjunto (sección 1.1.2).

Otra forma de caracterizar a las galaxias es mediante sus perfiles de su luminosidad. Estas distribuciones de luz cambian dependiendo del tipo de galaxia. A continuación, haremos una breve descripción de dichas distribuciones siguiendo a Longair (2008).

La primera distribución que ajustó el brillo superficial como función del radio (r) de las galaxias elípticas, se conoce comúnmente como la ley de Hubble:

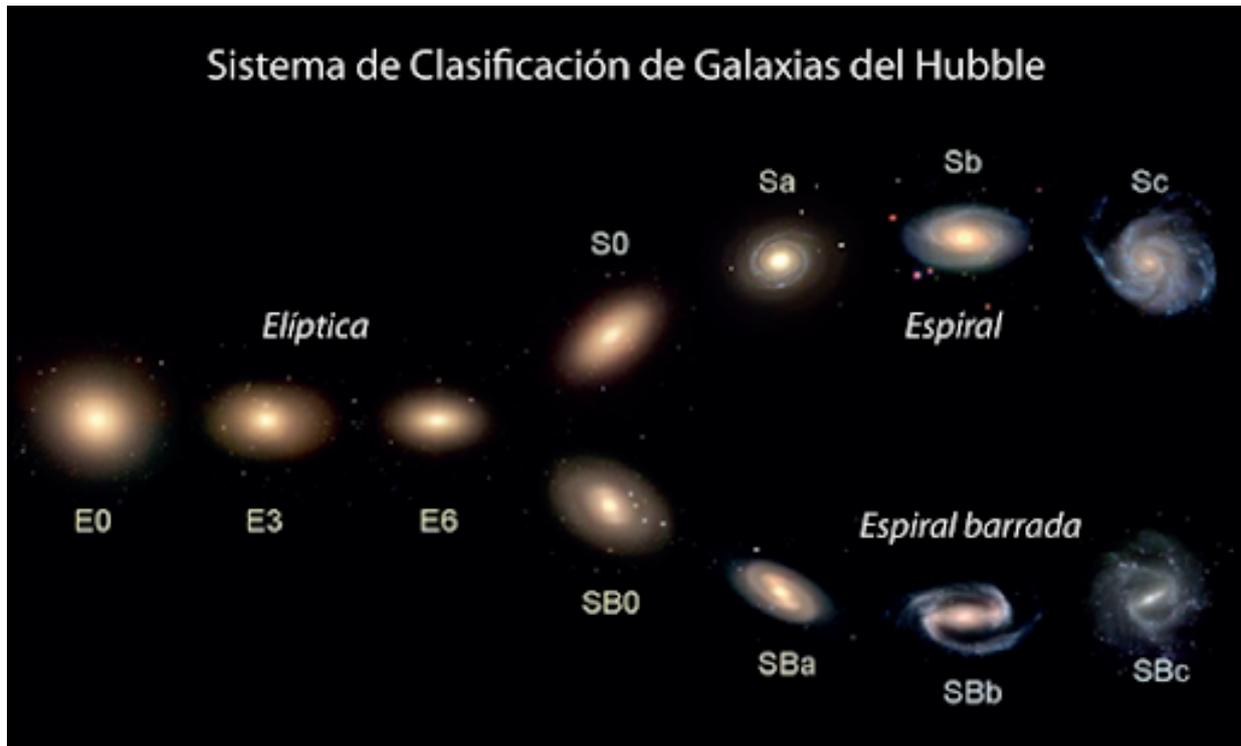


Figura 1.2: Esquema de la clasificación de Hubble. Créditos originales: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/Astro/galax.html>

$$I(r) = I_0 \left(\frac{r}{r_c} + 1 \right)^{-2},$$

en donde r_c es el radio del núcleo de la galaxia e I_0 es el brillo superficial central. Sin embargo una mejor descripción para la distribución de luz de las galaxias elípticas es descrita por la ley de de Vaucouleurs:

$$\log_e \left[\frac{I(r)}{I(r_e)} \right] = -3.3307 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{(1/4)} - 1 \right],$$

donde r_e es el radio en donde la mitad de toda la luminosidad es emitida e $I(r_e)$ es la luminosidad emitida a ese radio.

Para las galaxias espirales la distribución de luz puede ser descompuesta en dos partes. Una correspondiente al bulbo central y otra para la componente del disco.

En el caso de la componente del disco, la distribución de materia puede ser descrita por una distribución de luz exponencial:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r}{h}\right),$$

en donde h se le conoce como la longitud escala del disco.

Por su parte, la componente de bulbo sigue una distribución de luminosidad semejante a las galaxias elípticas.

Una manera conveniente de describir la distribución de luz de todas las galaxias es usando una generalización de la ley de de Vaucouleurs, propuesta por Sérsic en 1963 (Sérsic, 1963):

$$\log_e \left[\frac{I(r)}{I_e(r)} \right] = -b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{(1/n)} - 1 \right],$$

aquí b_n es una constante de normalización que asegura que la luz total emitida sume L_{tot} para cualquier valor de n . Podemos ver que si $n = 4$ obtenemos la ley de de Vaucouleurs tradicional, mientras que si $n = 1$ obtenemos la distribución exponencial para discos.

A continuación se presentan algunas de las características principales de cada tipo de galaxia.

Galaxias Espirales

Las galaxias espirales, como su nombre lo indica, presentan una estructura espiral en un disco, y en ocasiones una contribución central de masa en forma de bulbo. Es seguida por espirales concéntricas, que se pueden extender desde su centro, o en ocasiones puede existir una estructura central elongada en forma de barra que permite segregar a las galaxias espirales entre barradas y no barradas de donde se extienden los brazos, tal como se muestra en la figura (1.3) superior izquierda.

Existen en un rango de luminosidades muy extenso, desde algunas muy tenues hasta otras muy luminosas, presentan gas y en general tienen actividad de formación estelar.

Galaxias Elípticas

Las galaxias elípticas (imagen inferior izquierda de la figura 1.3) se caracterizan por no tener brazos espirales. Estas están constituidas principalmente por un bulbo brillante al centro (es decir una concentración de estrellas brillantes), contienen muy poco gas; debido a esto tienen muy escasa formación estelar actual. Dichas galaxias suelen ser más viejas y más rojas que las espirales.

Galaxias Irregulares

Las galaxias irregulares (imagen superior derecha de la figura 1.3) suelen ser galaxias pequeñas que no presentan una forma geométrica regular. Se caracterizan por tener gas, polvo y formación estelar. Un ejemplo cercano de este tipo de galaxias son las Nubes de Magallanes que orbitan a nuestra propia galaxia.

Galaxias Enanas

Finalmente, están las galaxias enanas (imagen inferior izquierda de la figura 1.3), las cuales son las más pequeñas en tamaño, cantidad de materia bariónica y luminosidad. Se puede pensar que estas galaxias son los objetos gravitacionales más pequeños a los que se le llama galaxias y son los tipos más abundantes en el universo (sec. 1.1.2).

Las galaxias enanas pueden existir desde enanas esferoidales a enanas irregulares. En particular las enanas irregulares tienen una forma amorfa, y en algunas se presenta un pseudo bulbo central, es decir una concentración de materia (estrellas). Sin embargo, la gran parte de su masa

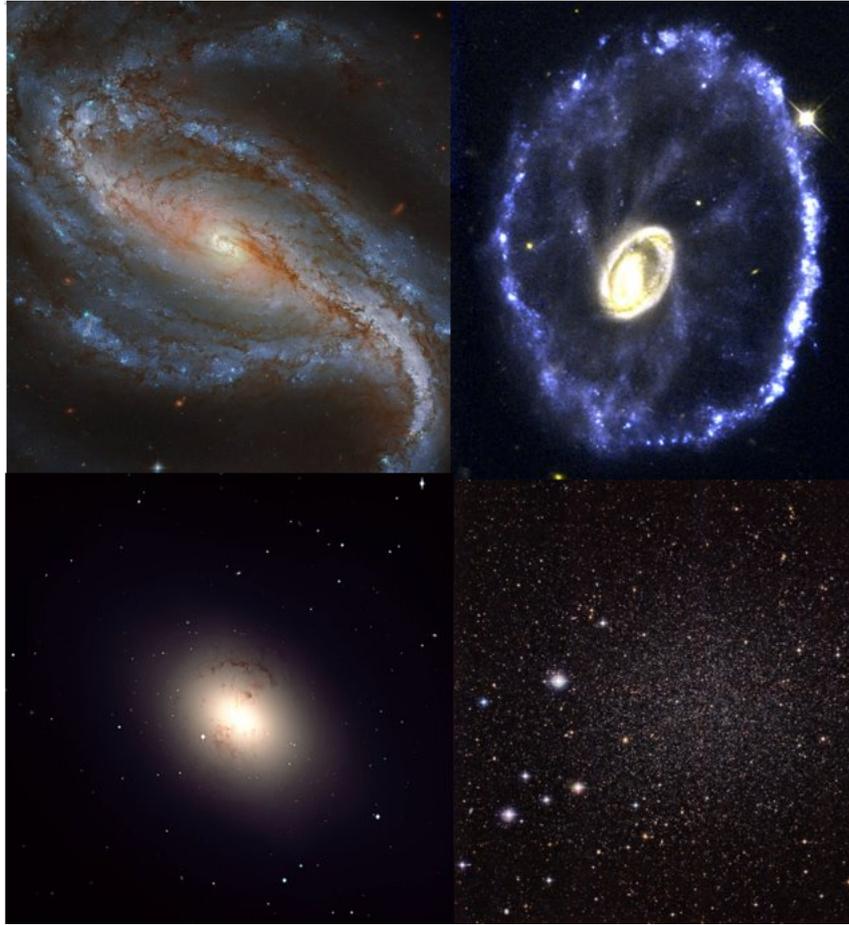


Figura 1.3: Imagen que presenta 4 tipos de galaxias. En la imagen superior izquierda: Galaxia espiral barrada NGC 613. Créditos: ESA/Hubble & NASA, G. Folatelli. Imagen superior derecha: Galaxia irregular "Rueda de Carrerta". Créditos: Hubblesite.org. Imagen inferior derecha Galaxia elíptica NGC 1316. Créditos: ESO. Imagen inferior derecha: Galaxia enana Sculptor. Créditos: ESO.

proviene de la materia oscura (DM, por sus siglas en inglés *Dark Matter*).

A continuación se presenta en la tabla 1.1 un resumen de algunas características de cada tipo morfológico.

Parámetros	Espirales	Elípticas	Irregulares	Enanas Elip.	Enanas Irr.
M [M_{\odot}]	$10^{10} - 10^{12}$	$10^8 - 10^{13}$	$10^8 - 10^{10}$	$10^7 - 10^9$	$10^7 - 10^8$
Diámetro [kpc]	5 - 100	1 - 200	0.5 - 50	1- 10	0.1 - 0.5
$(M/L_B)[M_{\odot}/L_{\odot}]$	2.6 - 6.2	10 - 100	~ 1	~ 10	5 - 100

Tabla 1.1: Tabla con parámetros de galaxias espirales, elípticas, irregulares y enanas en donde se muestran rangos típicos de masas, diámetros y cocientes masa-luminosidad. L_B es la luminosidad en la banda B. Créditos: (Carroll & Ostlie, 1996)

De acuerdo a estos rangos, nuestro objeto de estudio, Sextans A, del que se hablará en el capítulo 2.1, queda en el régimen de las galaxias enanas.

1.1.2. Grupo Local

La mayoría de las galaxias no se encuentran aisladas en el universo, sino que forman parte de agrupaciones llamadas en orden creciente: grupos, clusters y superclusters. Nuestra Vía Láctea no es excepción, se encuentra en un grupo llamado Grupo Local, denominado así por Edwin Hubble en 1936, en su libro, *“The realm of the nebulae”*. Este grupo está compuesto por una gran variedad de galaxias ligadas gravitacionalmente en un espacio de 3 mega parsecs (Mpc) de diámetro (Bergh, 2000).

El Grupo Local, como se representa en el esquema de la figura (1.4), está conformado por un par de galaxias grandes: nuestra propia galaxia, la Vía Láctea y la galaxia de Andromeda (M31), que es una galaxia espiral de tipo temprano. Además de estas dos galaxias espirales masivas, se cuenta con una tercera menos masiva denominada la Galaxia del Triangulo (M33), que es una galaxia espiral de tipo tardío. Entre las galaxias más pequeñas y orbitando a alguna de las galaxias mayores, se encuentra las nubes de Magallanes y otras galaxias enanas caracterizadas por: tener bajas luminosidades, una poca cantidad de materia bariónica y estar dominadas por materia oscura.

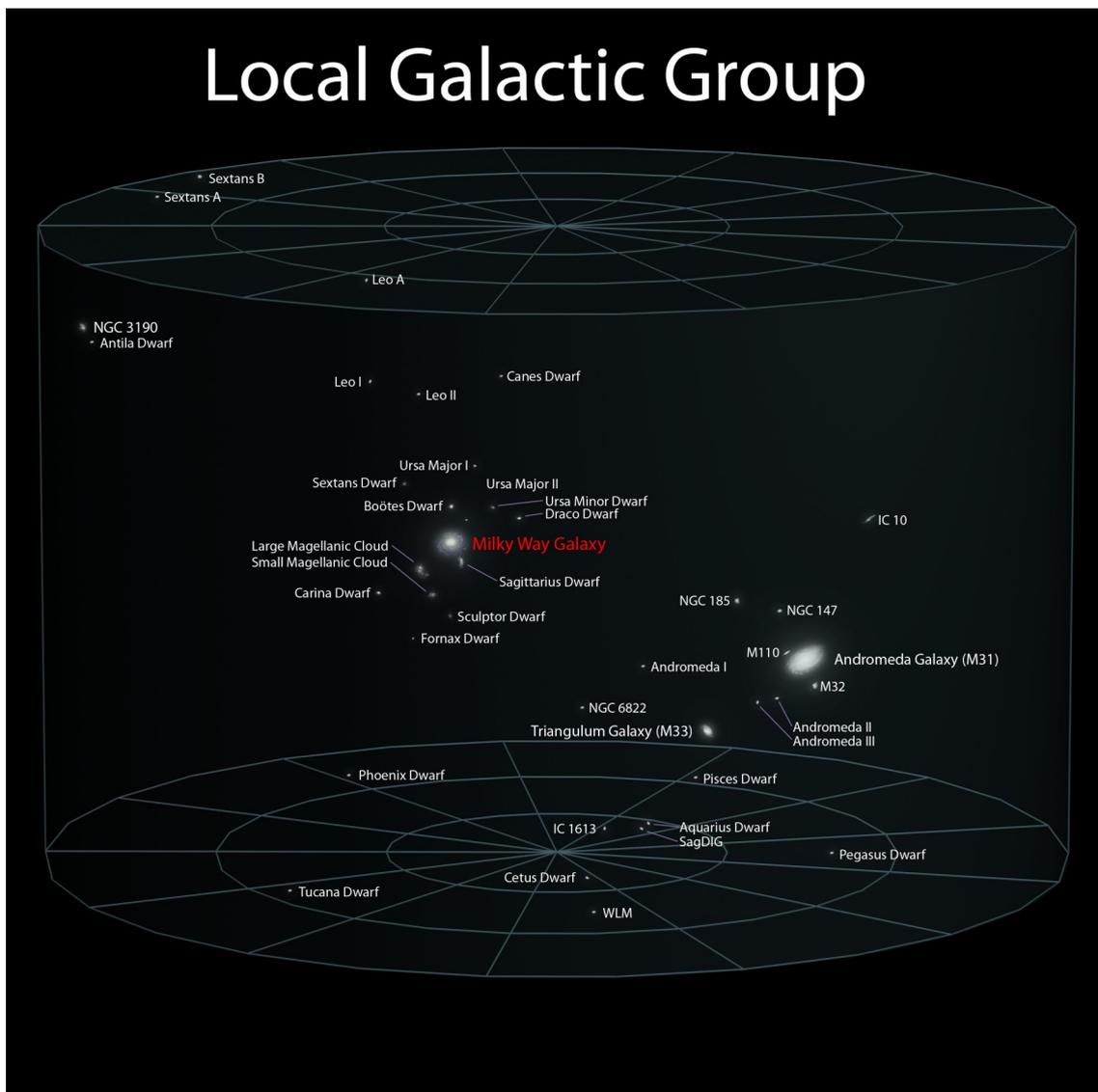


Figura 1.4: Diagrama del Grupo Local. Créditos: Azcolvin429.

Algunas propiedades físicas del Grupo Local incluyen una masa dinámica de $2.3 \times 10^{12} M_{\odot}$, con cociente de masa-luminosidad de $M/L = 44 \pm 12$ que muestra que en el Grupo Local la materia oscura domina por al menos un orden de magnitud (Bergh, 2000).

Debido a la cercanía de algunas galaxias y objetos en el Grupo Local, estos son laboratorios ideales para estudiar el comportamiento de la materia oscura a escalas de parsecs sobre objetos poco luminosos, dominados por materia oscura y semi aislados, es decir, con poca interacción gravitacional, que cuyos objetos requerirían de equipos más sensibles para poder ser detectados fuera del Grupo Local. Este es el caso de nuestro objeto de estudio: Sextans A, localizada en el borde del Grupo Local, de la cual se hablará con mayor detalle en el capítulo 2.2.

1.2. Halos de materia oscura

1.2.1. Primeros indicios

Una forma en la que se puede inferir la masa y su distribución en las galaxias, es con las observaciones de velocidad de las estrellas contra la distancia a sus centros, llamadas curvas de rotación. En la figura 1.5 observamos las curvas de velocidades para: la componente barionica de la materia en el disco y la curva de velocidades del halo que juntas forman la curva de velocidad observada para la galaxia NGC 3189.

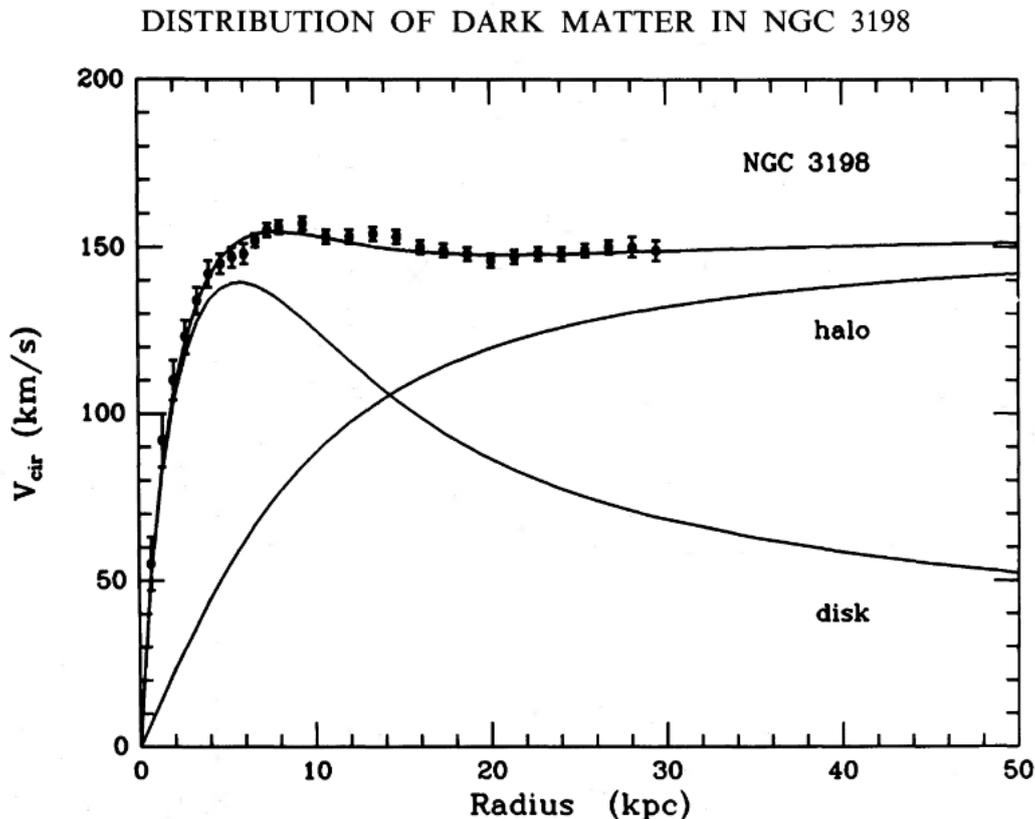


Figura 1.5: Curva de rotación de la galaxia NGC 3198, donde los ajustes son por componentes de disco y halo de DM, las observaciones son los puntos con barras negras. (van Albada et al., 1985)

En estas galaxias, se notaba que la velocidad del gas aumentan hasta llegar a un punto donde

se vuelve constante (Rubin, 1983; Sofue & Rubin, 2001). Este hecho de distribución apoyó la existencia de materia invisible denominada materia oscura, que fue sugerida por estimaciones en observaciones de densidad barionica en la vecindad solar donde Oort (1932) desaprobó la creencia que la materia oscura podría ser bariones muy débiles para ser detectados y más bien, era falta de gas y posteriormente de manera directa por Zwicky (1942).

En la actualidad la cosmología y algunos modelos adoptan la materia oscura fría, en donde simulaciones pueden reproducir las observaciones. A pesar de que este modelo es el más predominante, no es libre de errores que se discutirán en la sección (1.3.4). Por lo tanto, la distribución de masa en las galaxias puede ser dividida en dos componentes; bariónica y materia oscura.

1.2.2. Distribución de masa en los halos de materia oscura

La componente de DM, se presenta en halos, los cuales se han encontrado que son principalmente esféricos sin importar el tipo de galaxia. Estos halos de material principalmente son descritos con una distribución de densidad tipo Navarro-Frenk-White (NFW) (Navarro, 1996).

Navarro-Frenk-White

Esta distribución de masa es:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2}, \quad (1.2.1)$$

donde R_s se relaciona con el radio virial (r_v , es decir, el radio en donde la densidad es igual a la densidad crítica del universo ρ_0) y el parámetro de concentración c , como $r_v = c \times R_s$. Ahora la δ_c se define como:

$$\delta_c = \frac{vc^3 g(c)}{3}, \quad (1.2.2)$$

donde aquí introducimos δ_c como un término que depende del parámetro de concentración c , el cual es una medida de que tan concentrada está la DM al centro del halo y una función $g(c)$ definida como:

$$g(c) = \frac{1}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}}. \quad (1.2.3)$$

Ahora usamos el desarrollo como lo hace Lokas & Mamon (2001) y definimos una distancia al centro en términos del radio virial r_v :

$$s = \frac{r}{r_v}, \quad (1.2.4)$$

quedando así la densidad como:

$$\rho(s) = \frac{vc^2 g(c) \rho_0}{3s(1+cs)^2}, \quad (1.2.5)$$

donde la masa del halo usualmente está definida como la masa dentro del radio virial

$$M_v = 4\pi r_v^3 v \rho_c^0. \quad (1.2.6)$$

y la distribución de masa será:

$$M(s) = g(c) \left[\ln(1 + cs) - \frac{cs}{1 + cs} \right], \quad (1.2.7)$$

sin embargo vemos que esta diverge para s lo suficientemente grande.

Distribución isotérmica esférica y pseudo-isotérmica

También existe la distribución isotérmica de una esfera:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\sqrt{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2}}, \quad (1.2.8)$$

donde R_s es el radio de escala.

La masa se calcula como:

$$M(r) = 4\pi \int \frac{\rho_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{R_s}\right)^2}} r^2 dr = 4\pi\rho_0 \left(R_s \int \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + R_s^2}} dr \right) \quad (1.2.9)$$

usando $r = a \tan(u)$ y $u = \arctan\left(\frac{r}{a}\right)$ podemos reescribir la integral anterior como:

$$R_s \int \frac{r^2}{\sqrt{r^2 + R_s^2}} dr = R_s^2 \int \sec(u) \tan^2(u) du \quad (1.2.10)$$

$$= \frac{R_s^2 \sec(u) \tan(u)}{2} - \frac{R_s^3 \ln(\tan(u) + \sec(u))}{2} \quad (1.2.11)$$

$$= \frac{R_s^2 r \sqrt{\frac{r^2}{R_s^2} + 1}}{2} - \frac{R_s^3 \ln\left(\sqrt{\frac{r^2}{R_s^2} + 1} + \frac{r}{R_s}\right)}{2} \quad (1.2.12)$$

$$M(r) = 4\pi\rho_0 \left(\frac{R_s^2 r \sqrt{\frac{r^2}{R_s^2} + 1}}{2} - \frac{R_s^3 \ln\left(\sqrt{\frac{r^2}{R_s^2} + 1} + \frac{r}{R_s}\right)}{2} \right) \quad (1.2.13)$$

ahora usamos $\eta = \frac{r}{R_s}$ y $\sinh(\eta) = \ln\left(\sqrt{\frac{r^2}{R_s^2} + 1} + \frac{r}{R_s}\right)$

$$M(r) = 4\pi\rho_0 \left(\frac{R_s^2 r \sqrt{\eta^2 + 1}}{2} - \frac{R_s^3 \ln\left(\sqrt{\eta^2 + 1} + \eta\right)}{2} \right) \quad (1.2.14)$$

$$M(r) = \frac{4\pi\rho_0 R_s^3}{2} \left(\eta \sqrt{\eta^2 + 1} - \ln\left(\sqrt{\eta^2 + 1} + \eta\right) \right). \quad (1.2.15)$$

Y para los halos de DM se utiliza el perfil pseudo-isotermo (de Blok & Bosma, 2002) que describe la distribución de masa de los halos como:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{R_c}\right)^2}, \quad (1.2.16)$$

R_c se define como el radio del core. Este se relaciona con el radio que contiene la mitad de la luminosidad r_h como $R_c = \eta r_h$, donde η es una constante particular para cada halo.

La masa de el perfil pseudo isotérmico es:

$$M(r) = 4\pi\rho_0 R_c^2 \left[r - r_c \arctan\left(\frac{r}{R_c}\right) \right]. \quad (1.2.17)$$

Donde típicamente el perfil NFW describe los halos tipos *Cusp* y el perfil pseudo-isotermo describe los halos tipo *Core*. Tema del cual se profundizará mas en la sección 1.3.4.

1.3. Problemas a escala galáctica del modelo LCMD

El modelo de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ -CDM), es actualmente aceptado como el modelo estándar de la Cosmología. En este modelo, la materia oscura puede explicar la evolución del universo, desde un estado extremadamente homogéneo al tiempo de la emisión de la radiación de fondo cósmica, hasta la distribución actual de galaxias.

A pesar de que el modelo estándar es capaz de describir la formación y evolución de galaxias desde un Universo temprano, donde se parte de las irregularidades en la distribución de materia planteadas en inflación por fluctuaciones cuánticas (el fondo de radiación cósmica), a escalas galácticas el modelo Λ CDM presenta conflictos con las observaciones.

A continuación describiré brevemente algunos problemas del modelo siguiendo a Del Popolo & Le Delliou (2017).

1.3.1. Relación Tully-Fisher Bariónica

La relación Tully-Fisher es una relación empírica que correlaciona dos propiedades aparentemente independientes; la luminosidad de galaxias espirales con el grosor de su línea de HI, es decir, una correlación entre la masa estelar y la velocidad de rotación de dichas galaxias (Tully & Fisher, 1977). Dicha relación se sostiene para galaxias de tipo tardío, presentando una dispersión mayor en galaxias de baja masa que contienen una fracción mayor de su masa en gas la cual no contribuye a la luminosidad y provoca, además de una alta dispersión, un quiebre en la relación en la región de bajas luminosidades.

Para reducir la dispersión, se puede estandarizar e incluir toda la materia bariónica, lo que da como resultado la relación Tully-Fisher bariónica con forma de una ley de potencias $M_b \propto V_c^\alpha$ (Lelli et al., 2015).

Sin embargo Navarro & Steinmetz (2000) encontraron que en las simulaciones de Λ -CDM, no se reproducen los mismos resultados observacionales. El tema se complicaba más considerando la complejidad de las observaciones en contraste con el detalle numérico de las simulaciones y sus relaciones masa del halo-velocidad.

La solución a esta tensión parece ser una combinación de incluir efectos de *feedback* estelar a las simulaciones con modelos que incluyen calibraciones de abundancias bariónicas en halos con observaciones reales (Crain et al., 2015; Di Cintio & Lelli, 2016; Fattahi et al., 2016).

1.3.2. Satélites faltantes

En simulaciones de Λ -CDM las fluctuaciones de densidad llevan a un colapso que da lugar a la formación de galaxias con un gran número de subhalos (o galaxias satélites en su forma análoga). La controversia comenzó cuando se notó que en estas simulaciones de N-cuerpos, los halos con masas similares a la Vía Láctea presentaban una mayor cantidad de subhalos que la cantidad de galaxias satélites que observamos para este tipo de galaxias (Moore et al., 1999; Fattahi et al., 2016), a lo que se denominó como el problema de satélites faltantes.

Este problema queda parcialmente resuelto cuando se considera la existencia de las galaxias ultra tenues o difusas (Ultra Faint Galaxies, Ultra Diffuse Galaxies) que aumentan el número de galaxias satélites observadas, en combinación con mecanismos físicos de bariones, como lo es el *tidal stripping* o la re-ionización, fotoionización (por supernovas y otros eventos) y la fricción dinámica, las cuales disminuyen la cantidad de galaxias satélites en las simulaciones (Zolotov et al., 2012; Popolo et al., 2014).

1.3.3. Too-big-to-fail

En las simulaciones *Aquarius* y *Via Lactea* (Springel et al., 2008; ZEMP, 2009), que son simulaciones para galaxias tipo Vía Láctea, se encontraban poblaciones de $\simeq 10$ subhalos (satélites) que eran más masivos, densos y brillantes por un factor de $\simeq 5$ que los satélites de nuestra propia galaxia, o similares a esta. Boylan-Kolchin et al. (2011) argumentaron que de existir estos satélites enormes y masivos, deberían ser lo suficientemente grandes para que no fuéramos capaces de no observarlos, a lo que llamó como el problema too-big-to-fail.

Es decir, las simulaciones predicen satélites más grandes para nuestra propia galaxia que deberían poder ser observados en caso de existir. Este problema es análogo al problema de satélites faltantes pero restringido a los satélites de mayor masa.

Las soluciones a este conflicto pueden ser, desde cambios a la Física fundamental, donde se modifica el comportamiento de la gravedad como es el modelo MOND (Milgrom, 1983), hasta astrofísicas, dictadas por física de bariones (Papastergis et al., 2015), como modificar la forma del perfil de densidad de los satélites, es decir, donde naturalmente en las simulaciones se producen perfiles picudos centrales con sobredensidades, pero si estos se modifican a ser más aplanados son más susceptibles a efectos destructivos (sección 1.3.4).

1.3.4. Problema *Core/Cusp*

Por último, pero más importante para este trabajo, es el problema de *Core/Cusp* (CC). Para galaxias enanas, así como para galaxias de bajo brillo superficial, que se encuentran dominadas por DM a todo radio, tanto Flores & Primack (1994) como Moore (1994) predecían de observaciones de las curvas de rotación, que los perfiles de densidad para la materia oscura fría deberían ser aplanados, bien descritos por un perfil pseudo-isotermo, denominados genéricamente tipo *Core* para que se ajustaran a estas observaciones.

El problema surgió al confrontar con las simulaciones de N-cuerpos sin disipación tipo Λ -CDM (Navarro, 1996; Navarro et al., 1997), donde se producen perfiles de densidad para la DM empujados tipo *Cusp*, bien modelados por perfiles tipo NFW o Einasto (Stadel et al., 2009). A este problema se le conoce como CC, debido a la incompatibilidad de los perfiles de densidad

que se deducen de observaciones y las producidas por simulaciones para la DM.

En la (fig 1.6) se muestran dos ejemplos de perfiles de densidad, el de la izquierda corresponde a un perfil tipo *Cusp* con un perfil de densidad tipo NFW como los que se producen en simulaciones cosmológicas, mientras que a la derecha se presenta un perfil tipo *Core* con perfil pseudoisotermo preferido para describir los perfiles de densidad que se deducen de observaciones mediante la obtención de curvas de rotación.

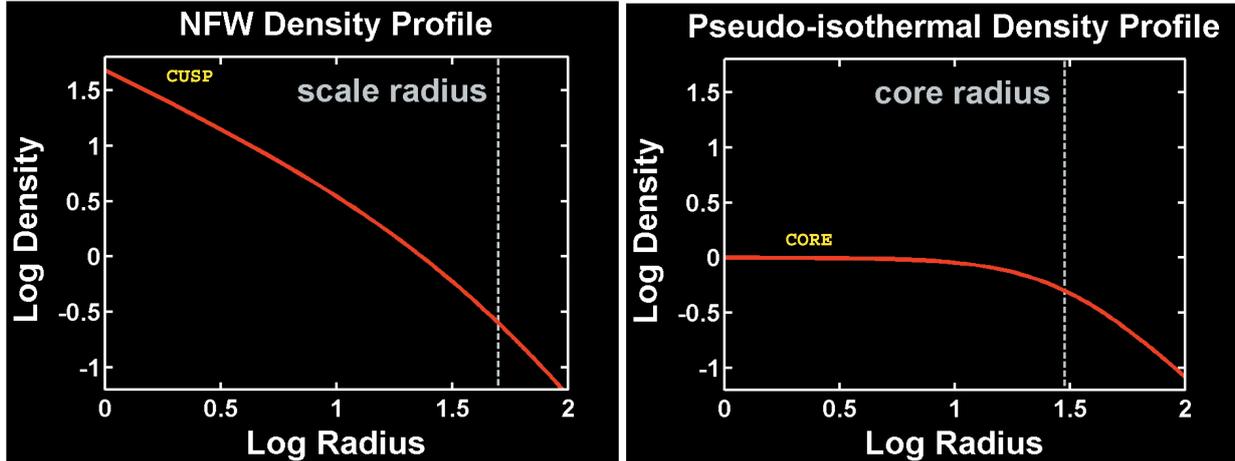


Figura 1.6: Perfiles de densidad tipo *cusp* (izquierda) y tipo *core* (derecha). Figura 1. de Del Popolo & Le Delliou (2017)

Para algunos autores el problema sigue sin resolverse lo que da pie a nuevos estudios, para la comparación de perfiles que se deducen de observaciones y los obtenidos en simulaciones.

En los estudios de las curvas de rotación obtenidas mediante observaciones de HI y H α para galaxias de baja masa o bajo brillo superficial, la mayoría de los autores (McGaugh & de Blok, 1998; van den Bosch & Swaters, 2001; Blais-Ouellette et al., 2001; de Naray et al., 2008) encuentran un mejor ajuste a perfiles aplanados tipo *Core*, con contadas excepciones como es el caso de Hayashi et al. (2004), cuyos resultados favorecen perfiles tipo *Cusp*.

Incluso trabajos que implementan la descomposición mediante las componentes gaseosas, estelares y de materia oscura, obtienen resultados similares, favoreciendo perfiles tipo *Core* (Gentile et al., 2004; Salucci et al., 2007; Oh et al., 2015).

Para el caso de las galaxias de alto brillo superficial, en donde la componente barionica domina la región central, los resultados son variados, con casos que favorecen perfiles tipo *Core* (Spano et al., 2007), y otros sin una preferencia marcada por algún perfil (Simon et al., 2005; Del Popolo & Cardone, 2012).

Entre las dificultades en la determinación de los perfiles de densidad mediante curvas de rotación, especialmente para el caso de galaxias poco luminosas, se encuentran, la inclinación de las galaxias a lo largo de la línea de observación, el tamaño intrínseco de los discos y la inclusión de velocidades no circulares entre otros. Estos factores pueden provocar variaciones considerables en la estimación de la distribución de masa y provocar resultados contradictorios, hasta para el mismo objeto (Simon et al., 2003; Adams et al., 2012, 2014).

En otros estudios para galaxias enanas esferoidales, a pesar de que se intentó estimar los perfiles de densidad mediante otros métodos que no involucraron curvas de rotación, se llegaron a resultados similares, como es caso usando un modelo que infiere las masas mediante método de superposición de orbitas de Schwarzschild (Schwarzschild, 1979; van den Bosch et al., 2008) donde se obtienen resultados mayormente tipo *Core* (Breddels et al., 2013) y uno de tipo *Cusp* (Jardel et al., 2013). Otro método para estimar la masa fue con múltiples poblaciones estelares en donde obtienen resultados tipo *Core* (Walker & Peñarrubia, 2011).

Este problema afecta incluso a escalas de cúmulos galácticos. Por ejemplo, en la estimación de perfiles de densidad mediante lentes gravitacionales, se encuentran resultados contradictorios, desde Donnarumma et al. (2011), con resultados que favorecen perfiles tipo *Cusp*, resultados que presentan perfiles tipo *Core* (Sand et al., 2002) o resultados intermedios (Newman et al., 2013).

Con respecto a las simulaciones, uno de los problemas iniciales más importantes era la exclusión de efectos bariónicos en simulaciones enteramente de DM, lo que impedía la modificación de los perfiles de densidad por procesos como son la contracción adiabática (Blumenthal et al., 1986) o la fricción dinámica (Chandrasekhar, 1943).

Una de las propuestas más interesantes es el proceso de corificación mediante procesos de formación estelar, propuesta que desarrollaremos con mayor detalle en la siguiente sección (sec. 1.4.2).

Finalmente, podemos también mencionar propuestas más radicales como modificaciones a la fuerza de gravedad tipo MoND (Milgrom, 1983) o otras alternativas al modelo Λ -CDM como la de materia oscura tibia (Colin et al., 2000).

1.4. ¿Por qué y cómo se corifican los halos de DM?

Los halos de DM tipo *Cusp* tienen una gran concentración de DM en sus centros. Para transformar de un perfil *Cusp* a uno tipo *Core* se necesita cambiar la distribución de materia en las partes centrales de estos perfiles de DM distribuyendo el exceso central al las partes más externas.

Una manera de cambiar la distribución en las partes centrales de las galaxias, es mediante la inyección de energía al sistema. Este proceso es conocido como "calentamiento" o *heating*.

Existen diferentes procesos de calentamiento que pueden inyectar energía a las partes centrales de una galaxia, por ejemplo una barra en rotación (Sellwood, 2008), fricción dinámica (El-Zant et al., 2001; Goerdt et al., 2010; El-Zant et al., 2016) y/o formación estelar y explosiones de supernovas (Mashchenko et al., 2006; Peirani et al., 2017; Freundlich et al., 2019), entre otros.

De estos procesos, los más relevantes para este trabajo son la fricción dinámica de *clumps* de materia bariónica (dominantes en galaxias de $M_* < 10^4 M_\odot$) y la formación estelar y explosión de supernovas (conocidos como *feedback* estelar, que es dominante en galaxias de $M_* > 10^4 M_\odot$).

1.4.1. Fricción dinámica de *clumps* bariónicos masivos

Por medio de la fricción dinámica (Chandrasekhar, 1943), objetos masivos orbitando un halo con una distribución de masa tipo *cusp*, pierden momento angular mientras caen en espiral hacia el centro del potencial gravitacional de sus galaxias huéspedes. A lo largo del movimiento

al centro, estos objetos masivos transfieren momento angular a las partículas que conforman la distribución de DM, dando como resultado que dichas partículas centrales orbiten a radios galactocéntricos mayores. Este proceso puede dar como consecuencia que un halo tipo *Cusp* se aplane (El-Zant et al., 2001; El-Zant et al., 2004; Salucci et al., 2007; Sellwood, 2008; Jar-del et al., 2013), i. e., se convierta en un perfil de masa de DM con una distribución central constante tipo *Core* como se muestra en la figura (1.7). Una vez que el *Core* se ha formado, la fricción dinámica ya no es efectiva (Goerdt et al., 2010; Read & Gilmore, 2005; Inoue & Saitoh, 2011) dando como consecuencia que los objetos masivos se estanquen a un radio galactocéntrico similar al radio del *Core* formado. Este proceso de aplanamiento del halo es conocido como fricción dinámica de *clumps* barionicos (DFBC).

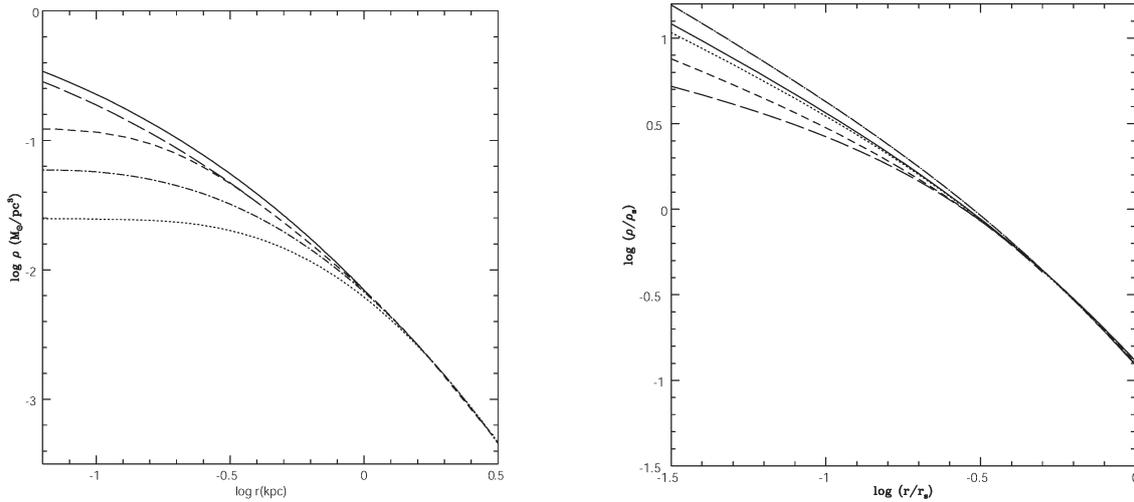


Figura 1.7: Figura 6 de Del Popolo & Le Delliou (2017), representan perfiles de evolución de densidad para un escenario de DFBC. Con un halo con masa de $10^9 M_{\odot}$ en la figura de la izquierda, sus líneas representan $z=10, 3, 2, 1$ y 0 de las líneas solidas y punteadas respectivamente. Mientras que la figura de la derecha es para un halo de masa de $10^9 M_{\odot}$ con $z=3, 1.5, 1, 0$ de las líneas solidas y punteadas respectivamente. Figura de Del Popolo (2009)

Entre las características de los *clumps* se tiene que cuando el $\%0.01$ de la masa del sistema se forman en *clumps*, estos transfieren por movimiento su energía orbital a la DM. Como resultado, y de forma similar al mecanismo de *feedback* (sec. 1.4.2), las partículas de DM se mueven hacia orbitas más externas aplanando el perfil de DM. Este proceso es más eficiente cuando ocurre en etapas de formaciones tempranas en halos pequeños, como fue mostrado para galaxias (El-Zant et al., 2001) y clusters (El-Zant et al., 2004).

Por otro lado, Romano-Díaz et al. (2008) estudiaron la evolución de galaxias en el escenario DFBC. Encontraron que los subhalos de bariónes calientan el *Cusp* y forman un *Core* de 1 kpc en simulaciones híbridas de N-cuerpos+SPH contra los casos de sistemas puros de DM y otros mixtos DM+bariónes. Estos resultados fueron confirmados en las simulaciones de Cole et al. (2011); Inoue & Saitoh (2011); Nipoti & Binney (2014).

Las estructuras *clumpy* se forman de la inestabilidad del gas en acreción conectadas al surgimiento de un disco muy rico en gas (Noguchi, 1998, 1999; Immeli et al., 2003; Immeli et al., 2004; Bournaud et al., 2007; Agertz et al., 2009; Aumer et al., 2010; Ceverino et al., 2010; Ceverino et al., 2012). Los *clumps* más grandes alcanzan tamaños de hasta un radio de 1 kpc (Krumholz & Dekel, 2010) y masas de algunos porcientos la masa total de los discos.

Los *clumps* longevos ($\simeq 2 \times 10^8$ Myr) permanecen en equilibrio de Jeans (Ceverino et al., 2010) y son rotacionalmente sustentables. Krumholz & Dekel (2010) mostraron que para que estos *clumps* sobrevivan deben de tener una tasa de formación estelar de pocos %, similares a sistemas de formación estelar. El *clump* de gas (ahora en estrellas) permanece ligado y migra al centro galáctico. Durante el colapso, los bariónes son comprimidos (contracción adiabática, (Blumenthal et al., 1986; Gnedin et al., 2004) haciendo el perfil de densidad más picudo. Debido a la fricción dinámica entre bariónes y la DM, se intercambia energía y momento angular que el *clump* migra al centro. Por consecuencia el halo se calienta y forma un *core*.

Finalmente Del Popolo & Pace (2016); Del Popolo (2016) encontraron que el escenario DFBC funciona mejor que el escenario de aplanamiento por *feedback* estelar, o de supernovas, en adición a predecir el surgimiento de *cores* en masas estelares menores de $M_* < 10^6 M_\odot$. Sin embargo, incluso el mecanismo de DFBC no puede producir *cores* en enanas muy pequeñas $M_* \leq 10^4 M_\odot$, resultado confirmado por Weidner et al. (2013). También se observó que el *cusp* se puede volver a formar en galaxias con bulbo (Popolo et al., 2014), incluso en las enanas (Laporte & Peñarrubia, 2015).

1.4.2. *Feedback* por supernovas y/o formación estelar

Los eventos energéticos como lo son las explosiones de supernovas o los vientos producidos por estrellas masivas jóvenes pueden inyectar energía al sistema mediante el barrido de materia bariónica que a su vez interacciona gravitacionalmente con la DM. Como consecuencia, se aplanan el perfil de DM del halo (conocido como aplanamiento por *feedback* estelar, o de supernovas: SNFF). Este proceso es más eficiente en los halos de galaxias enanas, que son menos masivos que los halos de galaxias como la Vía Láctea y Andrómeda, ya que tienen un potencial gravitacional menos profundo (Navarro et al., 1996; Gnedin & Zhao, 2002).

Estudios que han visto estos efectos son el de Katz & White (1993), que realizaron simulaciones SPH+N-cuerpos usando el código GASOLINE (Wadsley et al., 2004) para investigar el cambio en la pendiente del perfil de DM por formación estelar. En estos, Katz & White (1993) utilizan dos límites diferentes en la densidad de formación estelar: $100/cm^3$ y $0.1/cm^3$, donde en otro estudio y utilizando estos valores anteriores, Pontzen & Governato (2012) concluyen que el perfil de DM se aplanan cuando el límite de la densidad de gas para formar estrellas es $\geq 100/cm^3$, y este aplanamiento en el perfil de DM se da dentro de un radio de 1 kpc.

Posteriormente Teyssier et al. (2013) reproducen los mismos resultados que Pontzen & Governato (2012), encontrando un perfil de DM aplanado en la parte central de las galaxias simuladas con masas estelares de $M_* > 10^7 M_\odot$. Más aún, Oñorbe et al. (2015) encuentran perfiles aplanados para galaxias con masas estelares de $M_* > 10^6 M_\odot$ (figura 1.8). Corroborando estos resultados fueron los trabajos de Oh et al. (2011b,a) que utilizan el *survey* THINGS y encuentran que para galaxias enanas hay una correlación entre la pendiente interna y la masa estelar para galaxias con $M_* > 10^6 M_\odot$.

Por otro lado, estudios como los de Read & Gilmore (2005) mostraron que si la formación estelar sucede en brotes continuos, entonces el efecto se acumula y gradualmente logra el aplanamiento de la distribución de tipo *Cusp* a *Core*. Este mecanismo ha sido observado en una gran variedad de simulaciones hidrodinámicas que resuelven los sitios más masivos de formación estelar (Mashchenko et al., 2008; Governato et al., 2010; Teyssier et al., 2013; Di Cintio et al., 2014; Oñorbe et al., 2015; Trujillo-Gomez et al., 2015).

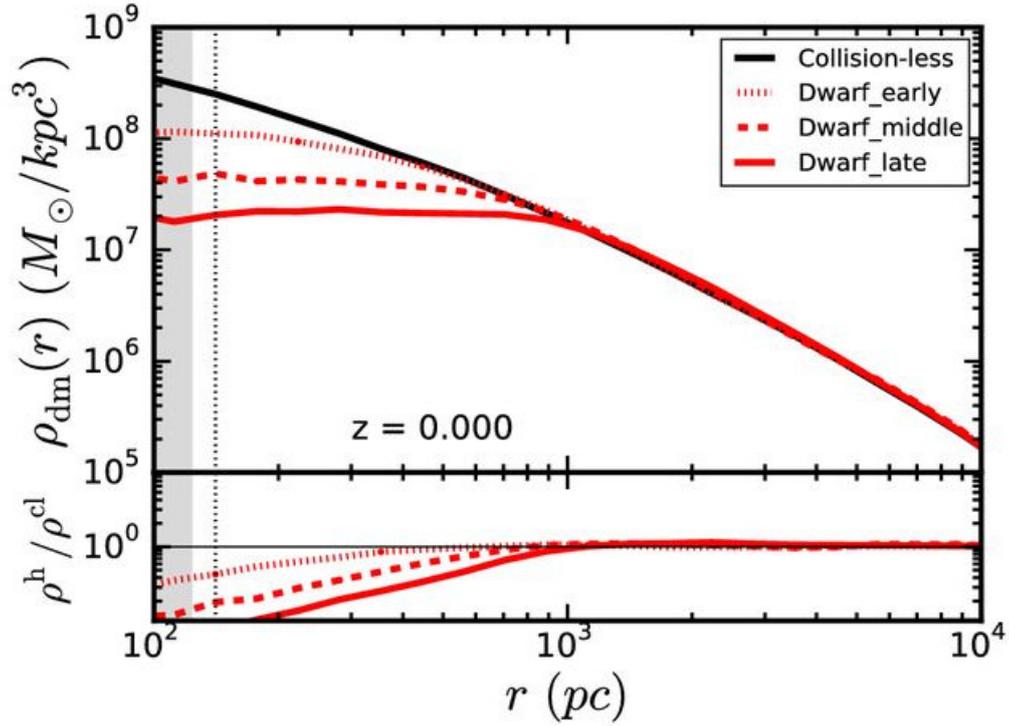


Figura 1.8: Arriba: Evolución del perfil de densidad en una simulación hidrodinámica para tres distintas galaxias enanas con formación estelar temprana, mediana y tardía. Abajo: cociente entre el perfil original sin efectos de formación estelar (línea negra) y los distintos tipos de enanas. Figura 6 de Oñorbe et al. (2015)

A pesar de que el perfil de DM en las galaxias puede ser aplanado al considerar el *feedback* estelar, existen algunos argumentos en contra de este proceso. Por ejemplo, Sawala et al. (2014); Oman et al. (2015) argumentan que los límites de densidad para la formación estelar necesarios para aplanar la densidad central de DM, son muy altos. Otro argumento importante es la falta de resolución en las simulaciones, es decir el tamaño de las mallas con las cuales el código sigue a las partículas, esto dificulta seguir con detalle el proceso de *feedback* que transforma un *Cusp* a un *Core* (Marinacci et al., 2014; Choi et al., 2015; Laporte & Peñarrubia, 2015; Laporte & White, 2015).

Debido a que en objetos con masas estelares bajas, como es el caso de nuestro objeto de estudio, la galaxia enana Sextans A, el mecanismo predominante para la corificación de la distribución de DM es mediante el *feedback* estelar, en lo que resta de este trabajo nos enfocaremos en este caso, desarrollando el modelo particular de Read et al. (2016) en la sección (3.2).

1.5. Supervivencia de CGs

Como fue mencionando anteriormente, el modelo cosmológico estándar Λ -CDM ha sido altamente exitoso en la descripción de observaciones a gran escala, tales como la radiación cósmica de fondo, el patrón de oscilaciones acústicas de bariones, la estructura filamentaria del Universo y su expansión acelerada, entre otras. Sin embargo, a escala galáctica existen inconsistencias entre las predicciones del modelo y las observaciones, entre ellas las relacionadas con el perfil de densidad de la DM. En tiempos recientes, varios autores han optado por estudiar estos perfiles

de DM analizando el impacto que tiene la distribución de DM en la subestructura galáctica y en particular en los CG que habitan esos halos de DM. A continuación se sintetizan algunos resultados recientes pertinentes para el caso particular que nos atañe.

Baumgardt & Makino (2003), usando simulaciones de N-cuerpos, estudiaron la evolución de CG con orbitas circulares o elípticas bajo la influencia de fuerzas de marea, impuestas por un potencial galáctico con velocidades circulares de $v_G = 220 \text{ km s}^{-1}$, compatibles con nuestra propia Galaxia. En sus simulaciones reportan la destrucción de entre el 53 y el 67% de todos los CG galácticos en un tiempo menor al tiempo de Hubble, con una pérdida preferencial de estrellas de baja masa. Estos resultados, posteriormente confirmados por Cai et al. (2015), indican que la destrucción de los CG es independiente del tipo de órbita.

Estudiando la evolución del sistema de CGs en galaxias enanas esferoidales modeladas con un halo de DM tipo NFW fijo triaxial, Peñarrubia et al. (2009) modela la evolución de estas estructuras en la galaxia Fornax, encontrando que únicamente los CGs menos densos son disueltos por el campo de fuerzas de marea interna a la galaxia, produciendo cascarrones y grumos elongados de bajo brillo superficial, similares a los que se observan en nuestra propia Galaxia como resultado de la incorporación de galaxias enanas a nuestra propia Galaxia. Por su parte Cole et al. (2012), también estudiando el sistema de CGs de Fornax reportaron que para tener una distribución espacial similar a la que estos CGs presentan en esta galaxia, el perfil de DM debe ser tipo *Core* o un perfil tipo *Cusp* muy somero que produzca una fricción dinámica reducida, sin el cual los CGs caerían al centro de la galaxia o se destruirían en tiempos de 1 a 2 Gyr, lo cual es incompatible con observaciones.

Usando simulaciones de N-cuerpos, Lora et al. (2013) observó que CGs con masas $\sim 10^5 M_\odot$ orbitando el halo de DM de la galaxia Sextans con perfil tipo NFW y masa virial de $\sim 10^9 M_\odot$, se destruyen en tiempos menores a ~ 2 Gyr cuando sus orbitas, elípticas o semi-circulares, comienzan con semi-ejes mayores de hasta 0.4 kpc. En contraposición, estas subestructuras pueden sobrevivir por al menos un tiempo de Hubble si el perfil de DM es tipo *Core*, favoreciendo este tipo de distribuciones para lograr la compatibilidad entre sus modelos dinámicos y las observaciones de Sextans.

Debido a la importancia de poder transformar perfiles tipo *Cusp*, tales como los predichos bajo el formalismo Λ -CDM, en perfiles tipo *Core*, es relevante estudiar si esta transformación es posible en cualquier sistema galáctico, en particular en galaxias enanas como la que estudiamos en el presente trabajo. Para estudiar este proceso de corificación en galaxias de baja masa, Di Cintio et al. (2014); Oñorbe et al. (2015) implementaron procesos de *feedback* en simulaciones hidrodinámicas, encontrando que la creación de halos tipo *Core* es suprimida en galaxias de bajo brillo ($L \lesssim 10^{5.5} L_\odot$) y estas deberán preservar su perfil tipo *Cusp* primordial. Resultados contradichos por las simulaciones realizadas en Read et al. (2016) que sugieren que los *Cores* si pueden emerger de estas galaxias de bajo brillo.

Siguiendo la detección de dos CG tenues en las galaxias de baja masa dominadas por DM ($M_{200} \approx 10^9 M_\odot$), Eridanus II y Andromeda XXV, Amorisco (2017) implementó argumentos analíticos y modelos de N-cuerpos para mostrar que la supervivencia de dichos CGs está restringida a que los potenciales de DM en esas galaxias sea tipo *Core*. En caso contrario, los CG tendrían una pérdida de masa importante y si son lo suficientemente masivos para sobrevivir, estos deberían estar albergados al centro de las galaxias anfitrionas, cosa que es incompatible con las observaciones.

Continuando con el estudio del CG en Eridanus II, Contenta et al. (2018) usando simulaciones de N-cuerpos e incorporando el efecto de la evolución estelar, mareas externas y fricción dinámica, demuestra que un perfil de DM tipo *Core* es capaz de reproducir el tamaño y la posición proyectada de su CG observado, cosa que solo puede suceder en un halo tipo *Cusp* si la distancia al centro de Eridanus II es mayor a 1 kpc. Estos resultados le permiten concluir que sus resultados implican que el perfil de DM en Eridanus II fue posiblemente calentado por formación estelar.

Posteriormente Orkney et al. (2019) estudian la transformación de *Cusp* a *Core* mediante la evolución dinámica de CG usando simulaciones de N-cuerpos incluyendo evolución estelar en orbitas estáticas y potencial variante en el tiempo. Encuentran que CG que orbitan un halo que ha pasado un proceso de corificación crecen en tamaño ($R_{eff} > 10pc$), y producen menos escombros por fuerzas de marea. Concluyen que los CG en las galaxias enanas Fornax, NGC 6682, IKN y Sagittarius presentan rasgos que son consistentes con evoluciones en un perfil tipo *Core* o un perfil que ha pasado por corificación.

Finalmente, estudiando la distribución espacial de CGs (de masas del orden de $\sim 10^5 M_\odot$) en halos de DM con perfiles tipo NFW y masa virial de $\sim 10^{10} M_\odot$, (Sánchez-Salcedo & Lora, 2022) encuentran que los CGs no caen en espiral al centro del potencial cuando se encuentran orbitando a una distancia mayor a dos radios efectivos (R_e) y se hunden al centro del potencial de la galaxia si se encuentran a distancias menores de $1.5R_e$ en tiempos menores a 5 Gyr.

Capítulo 2

Sextans A y su cúmulo globular

2.1. Sextans A

Nuestro objeto de estudio es la galaxia Sextans A (fig. 2.1), una galaxia irregular enana localizada en los bordes del Grupo Local, descubierta por Zwicky (1942). Se encuentra a una distancia de 1.432 ± 0.053 Mpc (Bellazzini et al., 2014) de la Vía Láctea, medida a partir de la detección de estrellas cefeidas variables de periodo corto (Dolphin et al., 2003). Es además miembro de la asociación NGC 3109 (van den Bergh, 2000), de la cual se encuentra a una separación de 500 kpc Jones et al. (2018) del miembro más masivo, por lo cual, Sextans A se encuentra en el límite tanto del Grupo Local, como de la asociación de NGC 3109. Dada esta configuración, puede considerarse a Sextans A como una galaxia aislada en la época presente la cual no ha tenido interacciones, haciéndola un candidato ideal para estudios de evolución secular.

Estudios fotométricos realizados revelan que Sextans A contiene una población estelar vieja de edad entre 10 y 14 Gyr, una población estelar más joven formada hace 2.5 Gyr (Dohm-Palmer et al., 2002) y un brote más reciente a 0.6 Gyr (Weisz et al., 2014; Camacho et al., 2016), con una tasa de formación estelar actual de $2 - 8 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Weisz et al., 2011; Garcia et al., 2019) en regiones ricas en gas con densidad superficial de $N_{HI} \sim 0.5 - 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. La presencia de dos estrellas tipo O tempranas y dos adicionales O9 (Garcia et al., 2019) nos indican una tasa de formación estelar lo suficientemente importante como para tener este tipo de estrellas masivas de vida corta. Además de estas estrellas jóvenes y masivas, se han detectado estrellas variables AGB (Boyer et al., 2015; McQuinn et al., 2017) y una población subyacente de baja metalicidad con valores de entre $Fe/H \sim -1.85$ a -1.40 , consistente con estrellas de población II. La galaxia también contiene una nebulosa planetaria (Magrini et al., 2005) y se le ha estimado una tasa de eyección de masa de polvo al medio interestelar (ISM) de $6.2 \pm 0.2 \times 10^9 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, producida por un número pequeño de fuentes evolucionadas (ver diagrama HR, fig. 2.2) (Jones et al., 2018).

El mapa de densidad estelar de Sextans A (fig. 2.3) revela que el cuerpo principal tiene forma redondeada, rodeado por una envoltura de estrellas basta y elongada de menor densidad que el centro, desde donde esta decrece gentilmente. Bellazzini et al. (2014) interpretan la estructura elongada en forma de escuadra, como una cola de marea. Los mismos autores también detectan un disco de HI con un radio de hasta 4 kpc medido desde su centro a lo largo del eje mayor (fig. 2.4). Este disco cuenta con una curva de rotación plana con una amplitud máxima de velocidad de $\sim 50 \text{ kms}^{-1}$, de la que se infiere una masa dinámica de $10^9 M_{\odot}$, un cociente masa-luminosidad de $\frac{M}{L_V} = 25$ y una cociente de materia oscura a masa bariónica de ~ 10 . Es importante hacer notar que la componente estelar se encuentra mucho más extendida que el disco de gas.

En este trabajo adoptamos la historia de formación estelar (SFH) de Sextans A obtenida por Weisz et al. (2014), que empleó imágenes de cámara planetaria de amplio campo (WFPC2), montada en el telescopio espacial Hubble. Obtuvo el flujo mediante el paquete `HSTPHOT`, que le permitió construir los diagramas color-magnitud de las estrellas identificadas de la galaxia. Una vez obtenidos dichos diagramas, realizó una comparación con las trazas evolutivas generadas mediante los modelos de evolución estelar de PADOVA (Girardi et al., 2010). La comparación la llevó a cabo mediante el cómputo de una función de máxima verosimilitud empleando la rutina `MATCH` (Dolphin, 2002). Dicha comparación se realizó generando 50 brotes de formación estelar en un intervalo logarítmicamente espaciado en 0.1 dex en $\log(t) = 6.6$ a 8.7, y por 0.05 dex en $\log(t) = 8.7$ a 10.15 Gyr, asumiendo una función inicial de masa dada por Krupa (Krupa, 2001), con límites en la masa estelar entre 0.15 y 120.

En la figura (2.5) presentamos la SFH de Sextans A en donde podemos apreciar un primer brote de formación estelar con tasa constante que alcanza el 61 % del total de su masa estelar hace 12.61 Gyr, seguido de un intervalo de inactividad hasta hace 7.1 Gyr donde sucede su segundo brote que alcanza el 71 % de la fracción cumulativa de masa culminando hace 6.31 Gyr, seguido de otro estancamiento que se prolonga hasta hace 2.2 Gyr en donde se observan otros brotes cortos a partir de 2.2 Gyr de actividad con el cual se alcanza la totalidad de la masa estelar al día de hoy. Este brote en 2.2 Gyr detectado por Weisz et al. (2014) es también reportado por Dohm-Palmer et al. (2002) junto a otro brote adicional en 0.6 Gyr también reportado por (Camacho et al., 2016). Finalmente después de estos brotes, Sextans A mantiene una historia de formación relativamente activa hasta el tiempo actual. Usaremos esta historia de formación estelar como mecanismo de *feedback* estelar en la corificación del halo de Sextans A en el capítulo (3).

La tabla (2.1) presenta algunos de los parámetros que caracterizan a la galaxia enana Sextans A.

Sextans A	Galaxia Enana Irregular
RA(J2000)	10h11m00.80s
Dec(J2000)	-04d41m34.0s
μ (modulo di)	25.76
D	1.428 Mpc
m_V	11.36
M_V	-14.40
M_*	$4.4 \times 10^7 M_\odot$
M_{dym}	$1 \times 10^9 M_\odot$
v_{helio}	324 km s ⁻¹
v_{gal}	163 km s ⁻¹ (3)
r_h	1.8' (3)
$r_{1/2}(')$	2.47 (2)

Tabla 2.1: Tabla con características de Sextans A (Beasley et al., 2019), (Jones et al., 2018) (2), (Bellazzini et al., 2014) (3). La v_{helio} es la velocidad relativa heliocéntrica, v_{gal} es su velocidad galáctica propia y M_{dym} es la masa dinámica de la galaxia.



Figura 2.1: Sextans A vista en el visual (Massey et al., 2007)

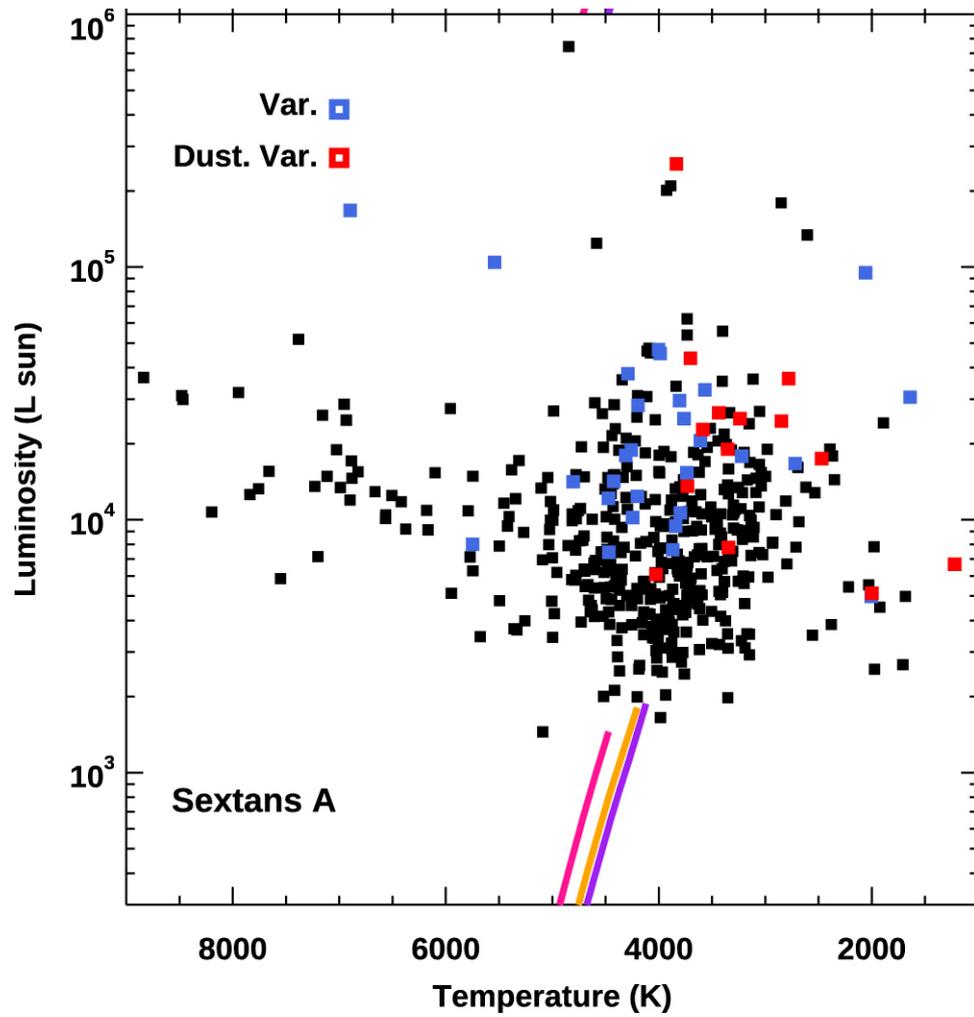


Figura 2.2: Diagrama Hertzsprung-Rusell. Se presentan estrellas variables de el catalogo DUSTiNGS (rojo) y WHIRC (azul). En líneas se muestran las isocronas para metalicidades de $Fe/H = -1.4$ y $[\alpha/H] = 0.4$, para 3 Gyr (rosa), 8 Gyr (naranja) y 14 Gyr (morado). Figura 6 de Jones et al. (2018)

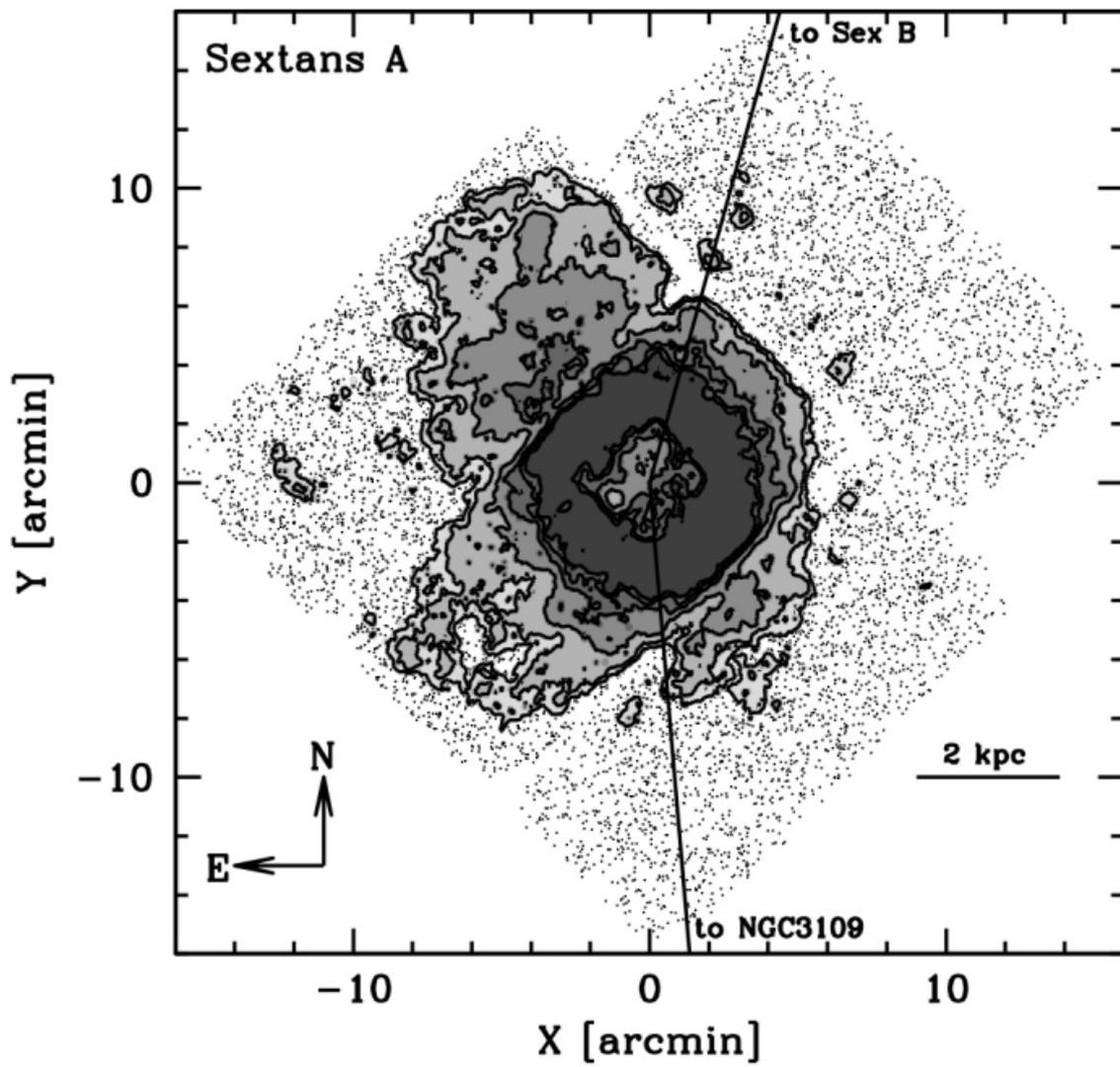


Figura 2.3: Sextans A, imagen de contornos de densidad estelar superficial por conteos RGB en gris con 3, 5, 10, 20, y 40 σ del fondo respectivamente Bellazzini et al. (2014).

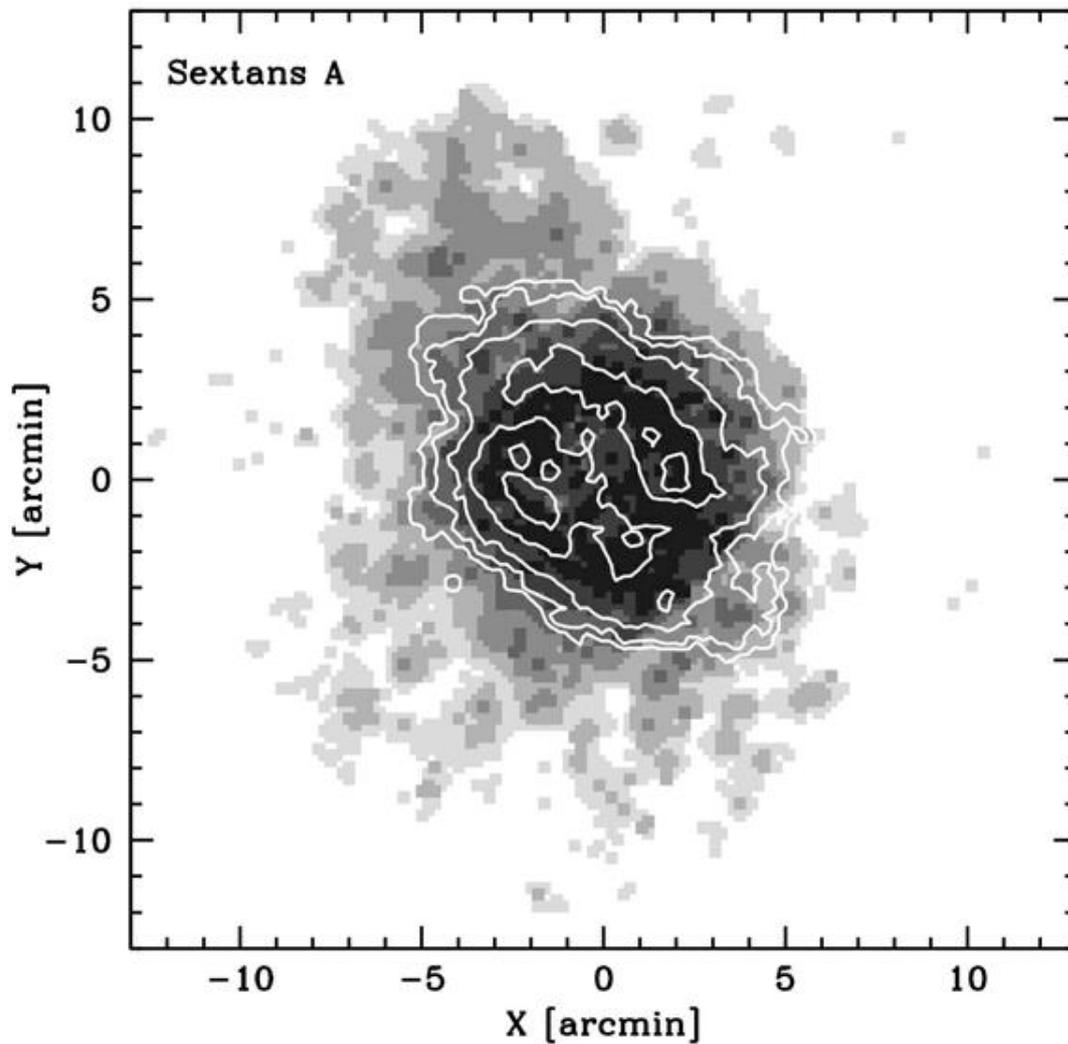


Figura 2.4: Sextans A, imagen de contornos de densidad superficial de HI (líneas blancas) correspondientes a $3, 9, 27, 81, 240,$ y $720 \times 10^{19} \text{ part/cm}^{-2}$, sobre impuestos a mapas de densidad estelar (gris) correspondientes a $3, 5, 10, 20, 40,$ y 80σ sobre el fondo respectivamente (Bellazzini et al., 2014).

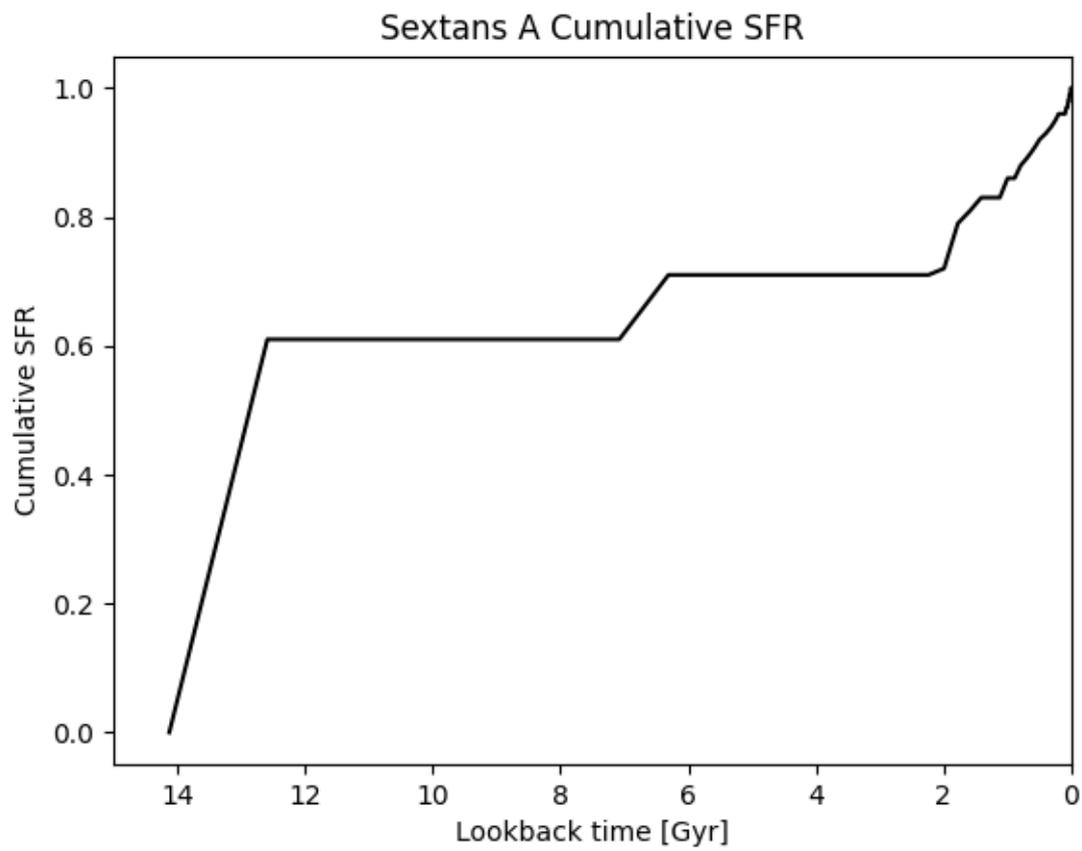


Figura 2.5: Historia de formación estelar acumulativa de masa de Sextans A, obtenida de Weisz et al. (2014)

2.2. Cúmulo globular en Sextans A

Pedrerros & Gallart (2002) detectaron por primera vez indicios de un cúmulo globular en la galaxia Sextans A al hacer un sondeo del área de la galaxia que reveló 37 candidatos posibles. Ellos proponen que un único candidato de ser un CG real al que no seguía la ley de de Vaucouleurs de luminosidad para galaxias elípticas. A pesar de que su confirmación fue marginal, la presencia de un CG en esta galaxia fue después confirmada por Beasley et al. (2019). A continuación hacemos un resumen de los resultados más importantes del estudio de Beasley et al. (2019) haciendo hincapié en los más relevantes para nuestro trabajo.

Este CG yace a 4.4 segundos de arco del centro de Sextans A, en dirección sur-oeste (fig. 2.6) y tiene un tamaño aproximado a un radio medio de luz de $R_h = 7.6 \pm 0.2$ pc, que es mayor al tamaño promedio de los CG en la Vía Láctea ($R_h = 4.4, \sigma = 3.9$ pc) y las galaxias enanas irregulares cercanas ($R_h = 4.4, \sigma = 3.9$ pc).

Beasley et al. (2019) usan las imágenes originales obtenidas por Pedrerros & Gallart (2002) del observatorio Las Campanas, y corroboran la asociación del cúmulo con Sextans A mediante la medición de su velocidad radial por espectroscopia óptica, empleando el espectrógrafo *OSIRIS* del Gran Telescopio Canarias (GTC). La velocidad radial heliocéntrica estimada es de $v_{helio} = 305 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$, consistente con la velocidad radial heliocéntrica de Sextans A de $v_{helio} = 324 \text{ km s}^{-1}$ (Koribalski et al., 2004).

Beasley et al. (2019) obtienen los parámetros morfológicos del cúmulo mediante la rutina *iShape* (Larsen, 1999) de las imágenes de Pedrerros & Gallart (2002) estimando una elipticidad de $\epsilon = 0.12 \pm 0.01$, que en contraste con la de los CG en la Vía Láctea ($\epsilon = 0.07 \pm 0.07$) y los detectados en enanas irregulares ($\epsilon = 0.03 \pm 0.08$), presenta una elipticidad sistemáticamente mayor, lo cual podría ser indicio de que ha sufrido una perturbación gravitacional recientemente.

Los mismos autores estiman una edad aproximada para el CG en 8.6 ± 2.7 Gyr, metalicidad de $\text{Fe}/\text{H} = -2.38 \pm 0.29$ y $\alpha/\text{Fe} = 0.29 \pm 0.18$, mediante el ajuste pPXF en los modelos MILES (Cappellari & Emsellem, 2004).

Finalmente usando el modelo de Vazdekis et al. (2010), dada la edad y metalicidad asumidas y una IMF tipo Kroupa, se predice un cociente masa-luminosidad de $\Upsilon_V = 1.38$. Dada la magnitud visual del objeto de $M_{V,0} = -7.85$ y con el cociente estimado anteriormente infieren una masa de $M_* \sim 1.6 \times 10^5 M_\odot$.

Con base en la magnitud visual de Sextans A ($M_V = -14.40$), se puede estimar la frecuencia específica de CG para nuestra galaxia. Resulta en un valor de $S_N = 2.1$ (Beasley et al., 2019), el cuál es un valor esperado para este rango de luminosidades (Harris, 1999). En la tabla (2.2) se encuentran algunas características del cúmulo globular que orbita a Sextans A.

En este trabajo adoptamos la masa y distancia medidas por Beasley et al. (2019) con el objetivo de usarlas como parámetros del cúmulo globular de Sextans A, en la simulación que se describirá a detalle en el capítulo (3).

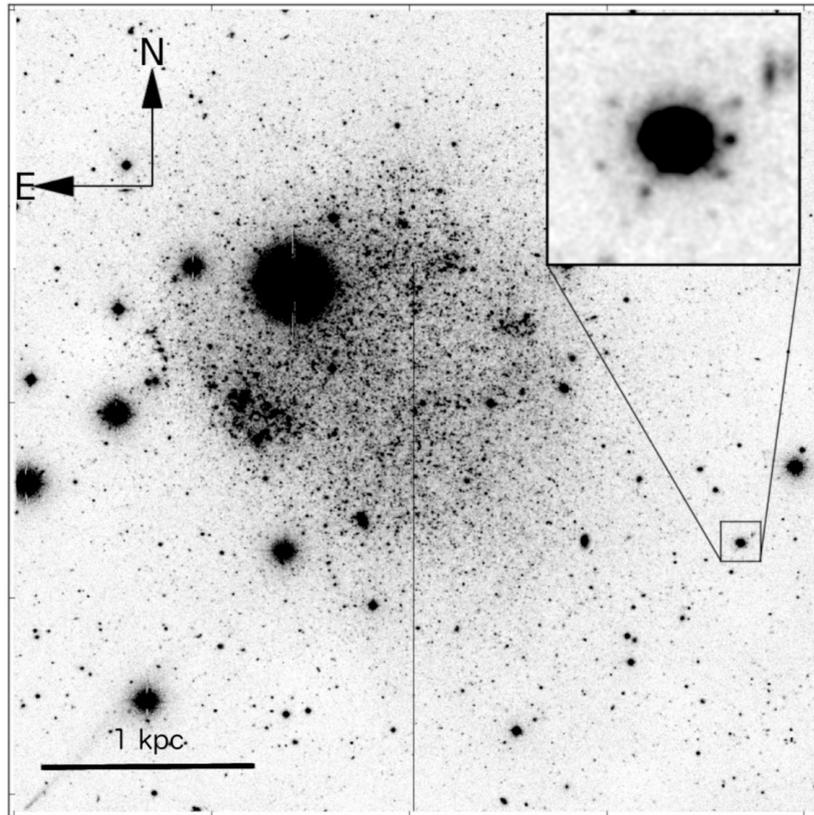


Figura 2.6: Imagen en banda V, del cúmulo globular (derecha) de Sextans A (al centro) (Beasley et al., 2019)

Sextans A-GC1	Cúmulo Globular
RA(J2000)	10h10m43.80s
Dec(J2000)	-04h43m28.8s
Distancia a Sextans A	1.8 kpc (4.4")
Edad	8.6 ± 2.7 Gyr
M_*	$1.6 \times 10^5 M_\odot$
R_h	7.6 ± 0.2 pc
v_{helio}	$305 \pm 15 km s^{-1}$
$[Fe/H]$	-2.38 ± 0.29
ϵ	0.17
M_v	-7.85

Tabla 2.2: Tabla con características del cúmulo globular de Sextans A (Beasley et al., 2019), donde M_v representa la magnitud visual.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Objetivo de la tesis

Como se vio en los capítulos anteriores, los perfiles de densidad de masa de materia oscura pueden ser de dos tipos: *Core* o *Cusp* siendo estos últimos los predichos por las simulaciones cosmológicas excluyendo efectos bariónicos, cuando se incluyen estos efectos se encuentra que los perfiles de densidad de masa pueden aplanarse a perfiles tipo *Core*; en particular por efectos de “feedback” de formación estelar. Este proceso de aplanamiento depende fuertemente de la historia intrínseca de formación estelar y por lo tanto es único para cada galaxia. El proceso de corificación es más eficiente para halos de DM pequeños (Navarro et al., 1996; Gnedin & Zhao, 2002), como son los que presentan las galaxias enanas dominadas por DM a todo radio.

El objetivo de esta tesis es investigar el efecto de los perfiles de densidad de la DM y del proceso de corificación en la subestructura de galaxias fuertemente dominadas por materia oscura, en particular el caso del cúmulo globular que orbita a la galaxia enana irregular Sextans A que presenta dichas características.

Para estudiar los efectos del perfil de DM y su corificación en el GC de Sextans A, implementaremos un proceso de corificación basado en la historia de formación estelar para esta galaxia usando una simulación de N-cuerpos para seguir la evolución temporal de la partículas que conforman el CG. Basado en estudios previos de cúmulos globulares en galaxias enanas dominadas por DM (Lora et al., 2012, 2013; Amorisco, 2017; Sánchez-Salcedo & Lora, 2022), se encontraba que estos se destruyen para tiempos menores a 1 Gyr cuando orbitaban un halo tipo *Cusp*, en tanto que los cúmulos sobrevivían si habitaban un perfil tipo *Core*. La hipótesis de nuestro trabajo es que el proceso de corificación por *feedback* estelar facilitará la supervivencia del CG, preservando su estructura inicial por un tiempo mayor a lo que observaríamos sin la corificación, manteniendo un perfil tipo *Cusp* a largo del tiempo de evolución.

Aprovechando que Sextans A es un objeto bien estudiado del cual se conoce la historia de formación estelar y se tiene confirmación de la existencia de un CG viejo, nuestro trabajo proveerá una contraparte teórica que permitirá evaluar de manera indirecta el efecto del proceso de corificación en la supervivencia de estas estructuras.

3.2. Corificación de los halos de materia oscura

Llamamos corificación al proceso por medio del cual una distribución de densidad de masa de DM en una galaxia cambia de ser tipo *Cusp* o cúspide, que se caracteriza por tener la mayor

de su masa concentrada en el centro, hacia una distribución aplanada tipo *Core*, las cuales presentan una densidad constante desde su centro hasta un radio característico que se denomina radio del *Core*. La figura (3.1) presenta ejemplos de diferentes distribuciones de densidad para la DM, entre ellos tipo *Core* como el perfil de densidad pseudoisotermo y el de Moore (Moore et al., 1999), que presentan el característico aplanamiento en la región central, y perfiles de densidad tipo *Cusp*, tales como el NFW (Navarro, 1996), el de Burkert (Burkert, 1995) y el de Merrit (Merritt & Tremblay, 1994).

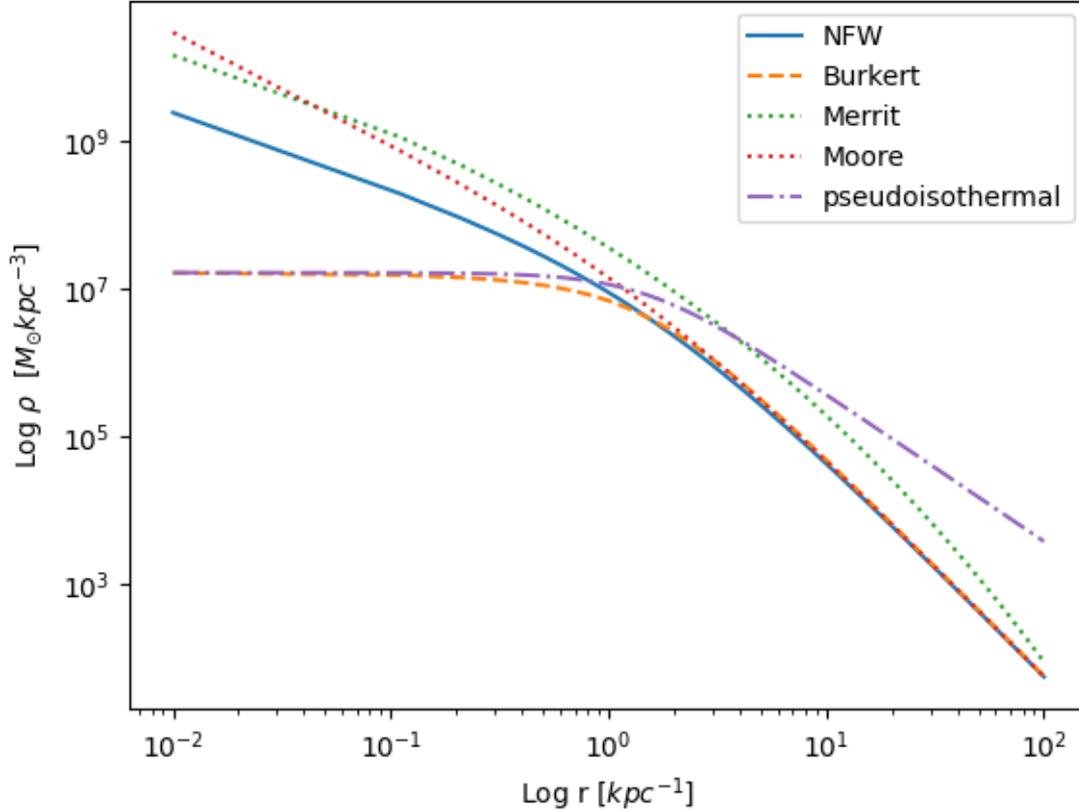


Figura 3.1: Gráfica de perfiles de densidad tipo NFW, Burkert, Merrit, Moore y pseudo-isotermo

Como vimos en la sección (1.4.2), la corificación puede ser causada por procesos de *feedback* estelar o por fricción dinámica de objetos masivos.

En nuestro caso de estudio implementaremos la corificación por *feedback* estelar, tal como la propusieron Read et al. (2016), cuyos modelos logran una transformación de los perfiles de densidad tipo *Cusp* a tipo *Core*.

Read et al. (2016) modelaron galaxias enanas aisladas en un rango de masa entre $M_{200} = 10^7 - 10^9 M_{\odot}$ (M_{200} es la masa contenida hasta una distancia donde la densidad promedio es igual a 200 veces la densidad crítica universo) con el objetivo de estudiar la transformación *Cusp-Core* en el régimen de bajas masas galácticas. Dichas galaxias fueron modeladas a alto redshift siguiendo su evolución durante un lapso de 14 Gyr. Las simulaciones se llevan a cabo empleando el código de refinado de malla adaptativa **RAMSES** (Teyssier, 2002), que incluye el modelaje de la componente de materia oscura además de física bariónica para la implementación de una componente de gas a partir de la cual se van formando partículas estelares que

permiten modelar la componente estelar. Se alcanza una resolución máxima de 4 pc por lado de celda y una resolución por partícula que corresponde a $250 M_{\odot}$. Para su inyección de energía, momento, masa y elementos pesados a lo largo del tiempo se usan explosiones de supernova tipo II (SNII) y tipo Ia (SNIa), vientos estelares y presión de radiación (permitiendo eventos de dispersión simple y múltiple en el polvo) sobre el gas circundante.

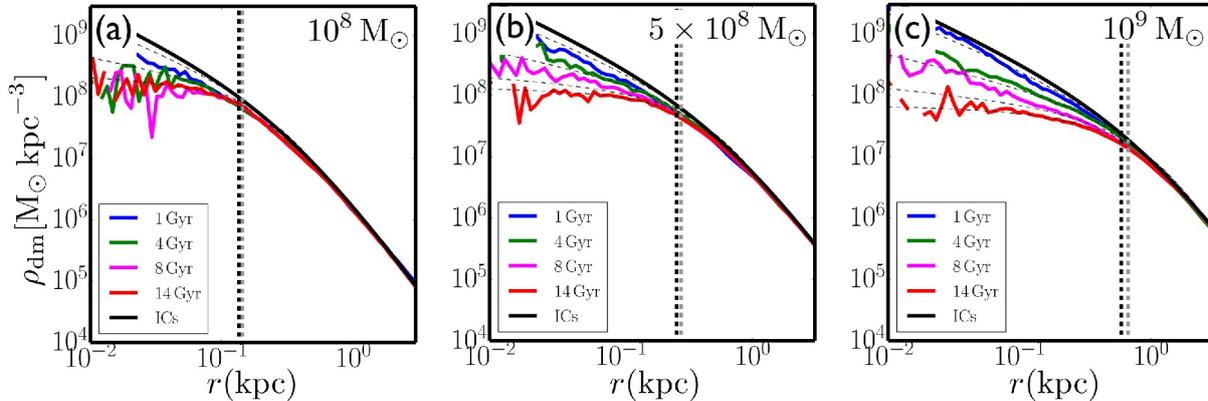


Figura 3.2: Transformaciones de *Cusp* a *Core* de Read et al. (2016), donde cada paso tiempo se representa en un color diferente para los distintos tipos de halos: en la izquierda $M_{200} = 1 \times 10^8$, al centro $M_{200} = 5 \times 10^8$, y a la derecha $M_{200} = 10^9$, donde la línea negra denota el perfil NFW inicial, las líneas verticales denotan sus radios a la mitad de la luz $r_{1/2}$ y las líneas grises punteadas son su ajuste de corificación

En la figura 3.2 se muestran los resultados del modelaje de tres halos de materia oscura de diferentes masas ($M_{200} = 1 \times 10^8 M_{\odot}$, $M_{200} = 5 \times 10^8 M_{\odot}$, $M_{200} = 10^9 M_{\odot}$). En cada uno de los paneles se presenta el perfil de densidad de la componente del halo de DM a 1, 4, 8 y 14 Gyr. Se observa que para los tres tipos de halos se presenta una corificación, siendo evidente desde los 4 Gyr para el caso de baja masa, mientras que para los casos de masa intermedia y masa alta, la corificación se alcanza a tiempos posteriores (8 Gyr y 14 Gyr respectivamente). Read et al. (2016) hacen notar que a cada brote de formación estelar se le puede asociar un "aplanamiento" del perfil de densidad, demostrando que el *feedback* estelar es el responsable del cambio en el perfil de densidad. Finalmente los autores concluyen que la corificación siempre ocurre, independientemente de la masa del halo de materia oscura del sistema, aunque el proceso es más efectivo para bajas masas.

Habiendo estudiado el proceso de corificación, Read et al. (2016) proponen una formulación matemática para representar la corificación sucedida en sus modelos. Esta función es dependiente del tiempo de formación estelar mediante:

$$M_{cNFW}(< r) = M_{NFW}(< r) f^n, \quad (3.2.1)$$

en donde $M_{cNFW}(< r)$ es la masa dinámica en proceso de corificación dentro de un radio r , $M_{NFW}(< r)$ es la misma masa pero en un perfil NFW y f^n es una función que genera un perfil más somero debajo de un radio del *Core* r_c :

$$f^n = \left[\tanh\left(\frac{r}{r_c}\right) \right]^n, \quad (3.2.2)$$

donde el parámetro que toma valores entre $0 < n < 1$ controla que tan profundo o somero evoluciona el perfil de densidad del halo de DM, con $n = 0$ para el caso de un tipo *Cusp*

y $n = 1$ un tipo *Core* totalmente formado. Este parámetro n está ligado al tiempo total de formación estelar t_{SF} :

$$n = \tanh(q); \quad q = \kappa \frac{t_{SF}}{t_{dyn}}, \quad (3.2.3)$$

donde t_{dyn} corresponde al tiempo de órbita circular de un perfil NFW en el radio de escala r_s :

$$t_{dyn} = 2\pi \sqrt{\frac{r_s^3}{GM_{NFW}(r_s)}}. \quad (3.2.4)$$

Nótese que el tiempo de formación estelar t_{SF} corresponde al lapso de duración de cada brote de formación estelar.

Finalmente el radio del core está definido por:

$$r_c = \eta r_h, \quad (3.2.5)$$

donde r_h es el radio que contiene la mitad de la luminosidad. Read et al. (2016) sugiere que se usen los parámetros $\kappa = 0.04$ y $\eta = 1.75$ dados que estos valores son los que mejor ajustan los experimentos numéricos en los que se detecta la corificación.

Finalmente el perfil de densidad es:

$$\rho_{cNFW}(r) = \rho_{NFW} f^n + \frac{n f^{n-1} (1 - f^2)}{4\pi r^2 r_c} M_{NFW}. \quad (3.2.6)$$

En resumen, el perfil que propone Read et al. (2016) es el perfil NFW más una función adicional que aplanar el perfil de densidad en el tiempo. Dicho termino f^n hace variar la distribución de masa del perfil dependiendo de los episodios de formación estelar implementados en el parámetro q .

3.3. Simulación de N-cuerpos

Existen varios tipos de simulaciones computacionales dependiendo del tipo de comportamiento que se desee estudiar. En el caso de la astronomía algunas simulaciones importantes incluyen, la simulación del Milenio (Springel et al., 2005), Illustris (Vogelsberger et al., 2014) y su sucesor, IllustrisTNG (Pillepich et al., 2017), que son simulaciones cosmológicas que estudian la formación galáctica. Sin embargo, dichas simulaciones están diseñadas para resoluciones galácticas, con la mayor llegando hasta 35 Mpc (IllustrisTNG 50). Cuando se trata de estudiar comportamientos en escalas de parsecs (pc), es conveniente usar nuevas simulaciones de N-cuerpos. Estas aproximan el movimiento de partículas al integrar directamente la fuerza Newtoniana (ec. 3.3.1)

$$\sum_{i \neq n}^N \frac{G m_n m_i}{r_{i-n}^2} \hat{r}_{i-n}, \quad (3.3.1)$$

donde la fuerza de cada partícula es la superposición de la fuerza total actuante en cada partícula del sistema. Posteriormente se puede calcular la velocidad y posición siguiente de cada partícula usando un paso de tiempo discretizado (dt). A este método se le conoce como el de fuerza bruta, en donde si se usa un dt lo suficientemente pequeño, esta aproximación es válida.

Este método a pesar de ser el más preciso y exacto se vuelve poco eficiente en tiempo de computo, t_{cpu} , al demandar más poder de procesamiento cuando se trata de sistemas con 10^N partículas como lo son los cúmulos globulares y galaxias, en particular cuando los t_{cpu} escalan con el cuadrado del número de partículas $t_{cpu} \sim N_p^2$. Esto inevitablemente conlleva a cuellos de botellas cuando se simulan sistemas grandes de N-galaxias con altos número de partículas.

A lo largo del tiempo se han desarrollado algoritmos para aliviar la carga computacional que conllevan estas tareas a costa de la precisión en el número de partículas N_p pero manteniendo las dinámicas Newtonianas, algunos ejemplos de estas técnicas son: el método del árbol (Barnes & Hut, 1986; Davé et al., 1997), códigos de malla multiple o anidada como PANDORA (Villumsen, 1989), HYDRA (Pearce & Couchman, 1997), o combinaciones como el método adaptativo refinado de árbol (ART) (Kravtsov et al., 1997).

Si bien el método del árbol jerárquico es independiente de la geometría del estudio, su principal desventaja es la limitación en el número de partículas y el suavizamiento necesario para evitar la relajación no deseada de dos cuerpos.

Por otro lado, la principal ventaja de la técnica de malla de partículas es la capacidad de usar números de partículas muy altos que conllevan a un ruido estadístico bajo (hasta varios millones de partículas en computadoras convencionales), porque el t_{cpu} solo escala de forma lineal con el número de partículas N_p y con el número de celdas de malla N_{gc} , de forma: $N_{gc} \log(N_{gc})$.

Sin embargo, la desventaja de los métodos basados en mallas es la dependencia de la geometría de la malla. Pero a medida que aumenta la resolución espacial, la geometría de las celdas se vuelve menos importante, dejando la única limitación en la resolución de fenómenos siendo el tamaño de una celda en la malla.

La idea básica de **Superbox** (Bien R., 1991; Fellhauer et al., 2000), es aumentar la resolución solo en los lugares donde es necesario, mientras que al mismo tiempo se mantiene la sobrecarga computacional lo más pequeña posible mediante el uso de una arquitectura de cuadrícula anidada fija (no adaptativa). La precisión se mejora con el uso de subcuadrículas anidadas de alta resolución y una interpolación de fuerza lineal a la posición exacta de la partícula dentro de una celda. Se introducen dos subcuadrículas de mayor resolución: la cuadrícula de resolución media contiene una galaxia entera, y la cuadrícula de alta resolución trata su núcleo. Ambas cuadrículas permanecen enfocadas en la galaxia, moviéndose a través de su "universo local" que está contenido en la rejilla exterior gruesa.

La simulación de esta tesis corre a través del código **Superbox** (Fellhauer et al., 2000) descrito anteriormente, el cual es un código de malla de partículas de N-cuerpos basado en FORTRAN.

Superbox acepta de condiciones iniciales el número de galaxias/cúmulos que se van a simular, su perfil de densidad, tamaño, masa, el número de partículas por masa y el tamaño de las celdas. A dicho código se le implementó el mecanismo donde el perfil de densidad cambia con cada episodio de formación estelar (fig. 2.5) de acuerdo a Read et al. (2016), discutido con detalle en la sección (3.2).

3.4. Parámetros iniciales

Con el objetivo de estudiar la corificación, en total exploramos 8 configuraciones en las que hacemos variaciones de la masa total del halo, el perfil del mismo y la órbita que describe el

CG a lo largo de un tiempo equivalente a 10 Gyr cubriendo así la edad del CG de Sextans A (~ 9 Gyr, sec. 2.2).

El tiempo cero en la simulación no corresponde al inicio del Universo, sino a un *look back time* de 10 Gyr, lo que corresponde a un tiempo de ~ 4 Gyr en escala cósmica desde el inicio del Universo y termina hasta un tiempo actual.

3.4.1. Parámetros iniciales para los halos de DM

Para el halo de Sextans A suponemos que este puede tener dos tipos de distribución inicial. Tipo NFW estático o un tipo NFW corificante: El primero es debido a que los tipos de halos NFW son los que se predicen en simulaciones, son más comunes en observaciones para galaxias enanas (sec. 1.3.4) y favorecen nuestro caso de estudio, sin embargo existen otros tipo de perfiles como el Einasto (1965) o casos intermedios entre tipo *Cusp*, como el perfil de Burkert (1995); Merritt & Tremblay (1994) o casos más similares a perfiles tipo *Core* como el perfil Moore (1994). En cuanto al segundo, los perfiles del halo de materia oscura pueden ser corificantes, de acuerdo a la prescripción descrita en la ecuación (3.2.6), en caso de que los efectos del *feedback* estelar sean capaces de producir un cambio en la estructura del halo de DM.

Para los parámetros de estos halos consideramos dos casos de masas dinámicas: un halo *grande* con masa de $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, cuyo parámetro de concentración y radio de escala fueron adoptados a partir de los valores presentados en Sánchez-Salcedo & Lora (2022), los cuales fueron inferidos para la galaxia Fornax que tiene una magnitud visual de $M_V = -13.3$. Estos modelos sugieren en su función de distribución de probabilidad (PDFs) un parámetro de concentración de $c = 14$ y un radio de escala de $R_s = 4$ kpc. Podemos usar estos parámetros para Sextans A debido a que su magnitud visual ($M_V = -14.4$) es muy similar.

También consideramos un halo *chico* para Sextans A, con masa de $1 \times 10^9 M_{\odot}$, el cual es consistente con los resultados de literatura presentados en la sección 2.1. Tomamos su parámetro de concentración como $c = 10$ (Lora et al., 2013) y un radio de escala $R_s = 1.58$ kpc (Amorisco, 2017) consistente con los parámetros inferidos para las galaxias Eridanus II, Sextans y *Ursa Minor* que tienen masa similares a la de Sextans A ($\sim 10^9 M_{\odot}$) (Battaglia et al., 2011; Amorisco, 2017; Lora et al., 2012, 2013).

Los parámetros de nuestros halos se resumen en la tabla (3.1).

Parámetros	NFW	CNFW	NFW _{small}	CNFW _{small}
$M_{200}[M_{\odot}]$	1×10^{10}	1×10^{10}	1×10^9	1×10^9
R_s [kpc]	4	4	1.58	1.58
c	14	14	10	10
Perfil	NFW Fijo	corificante	NFW Fijo	corificante

Tabla 3.1: Tabla con parámetros de los halos en las simulaciones, los halos de DM actuan como potencial de fondo para el CG.

3.4.2. Parámetros iniciales del CG

Para simular la interacción entre el CG y su galaxia anfitrión se simuló el CG con un perfil tipo Plummer (1911), que es característico para para este tipo de sistemas y su perfil de densidad

se define como:

$$\rho_P(r) = \frac{3M_0}{4\pi a^3} \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-5/2}, \quad (3.4.1)$$

donde a se define como el radio de Plummer y se relaciona con el radio que contiene la mitad de la luminosidad r_h como $a = r_h/1.3$.

Fijamos la masa del CG en $1.6 \times 10^5 M_\odot$, con una masa por partícula de $1 M_\odot$.

A pesar de que Beasley et al. (2019) reporta una distancia de 1.8 kpc entre el CG y el centro de Sextans A, consideramos conveniente escoger una distancia de 1 kpc entre el CG y Sextans A, el cual representa un límite inferior con respecto a la distancia reportada para Sextans A. Esta distancia corresponderá a un caso extremo de fuerzas sobre el CG lo cuál magnificará los efectos de la interacción.

Finalmente, la órbita que describe el movimiento del CG en torno al centro de masa del halo de materia oscura puede ser perfectamente circular o con una elipticidad ($\epsilon = \frac{a-b}{a}$, donde a y b representan los radios mayores y menores respectivamente) de $\epsilon = 0.9$, donde estos casos nos representan los límites inferiores y superiores. Sus parámetros se presentan en la tabla (3.2)

Parámetros	Configuración 1	Configuración 2
$M_{CG}[M_\odot]$	1.6×10^5	1.6×10^5
D (hacia Sextans A) [kpc]	1.0	1.0
elipticidad	0.0	0.9
Distribución inicial	Plummer	Plummer

Tabla 3.2: Tabla con parámetros del CG en las simulaciones que orbitan a los halos.

Para ambas configuraciones de halo, se calcula la velocidad para el CG de Sextans A, ya sea en orbitas circulares o elípticas con $\epsilon = 0.9$, con el fin de tener una órbita estable.

Para calcular la velocidad del CG seguimos a Lokas & Mamon (2001), que partiendo de la ecuación (1.2.7) donde el potencial con una distribución de densidad tipo NFW tiene una velocidad de:

$$\frac{\Phi(s)}{V_v^2} = -g(c) \frac{\ln(1+cs)}{s}, \quad (3.4.2)$$

donde V_v es la velocidad circular al radio virial r_v

$$V_v^2 = V_v^2(r_v) = \frac{GM_v}{r_v} = \frac{4}{3}\pi G r_v^2 v \rho_v^0, \quad (3.4.3)$$

de donde el potencial gravitacional en el centro es $\Phi(0) = -cg(c)V_v^2$, cuyo valor es finito, con lo que ecuación de velocidad circular resulta:

$$\frac{V_v^2(s)}{V_v^2} = \frac{g(c)}{s} \left[\ln(1+cs) - \frac{cs}{1+cs} \right]. \quad (3.4.4)$$

Velocidad inicial del CG en un halo con $M_{200} = 1 \times 10^{10} M_\odot$

Para el halo de Sextans A masivo, con $M_{200} = 1 \times 10^{10} M_\odot$, $R_s = 4$ kpc, un parámetro de concentración $c = 14$, un radio del core $R_c = 1.8025$ kpc, fijamos la distancia del CG hacia

Sextans A en $r = 1.0$ kpc del centro de Sextans A.

Primero calculamos la velocidad para el CG a una distancia de 1 kpc hacia Sextans A, su velocidad circular $V_{CG_{cir}}$ es:

$$V_{CG_{cir}} = \left(\frac{GM_r}{r} \right)^{1/2} = 23.68 \text{ km s}^{-1}. \quad (3.4.5)$$

Ahora hacemos que la velocidad elíptica sea 1/7 de la circular, obteniendo:

$$V_{CG_{exc}} = 23.68 \text{ km s}^{-1} \times \frac{1}{7} = 3.38 \text{ km s}^{-1}. \quad (3.4.6)$$

Velocidad inicial del CG en un halo con $M_{200} = 1 \times 10^9 M_{\odot}$

Ahora para un halo de Sextans A con $M_{200} = 1 \times 10^9 M_{\odot}$ y mismos parámetros pero para el CG a una distancia de 1 kpc hacia Sextans A, su velocidad circular es:

$$V_{CG_{cir}} = \left(\frac{GM_r}{r} \right)^{1/2} = 17.22 \text{ km s}^{-1}. \quad (3.4.7)$$

Ahora hacemos que la velocidad elíptica sea 1/7 de la circular, obteniendo:

$$V_{CG_{exc}} = 17.22 \text{ km s}^{-1} \times \frac{1}{7} = 2.46 \text{ km s}^{-1}. \quad (3.4.8)$$

Notamos que si bien existe 1 orden de magnitud entre las masas de los halos, sus velocidades orbitales difieren en unos cuantos km/s entre ellas respectivamente.

Capítulo 4

Resultados

En todas las simulaciones realizadas en esta tesis, el potencial del halo oscuro es modelado como un potencial de fondo, el cual actúa sobre los N-cuerpos que constituyen el CG.

En este trabajo, estudiamos la evolución temporal de las partículas que constituyen al CG en un intervalo de 10 Gyr, manteniendo las mismas condiciones iniciales para el CG, variando tanto el perfil analítico del potencial del halo de DM, como la velocidad orbital del CG para que este tenga una órbita estable, ya sea circular alrededor del halo de Sextans A, o excéntrica y se acerque lo más posible al máximo del potencial de fondo de la distribución, lo cual implicaría máxima destrucción. Dichas características tanto de los halos que actúan sobre las partículas del CG, como las mismas pertenecientes al CG, se encuentran resumidas en las tablas (3.1) y (3.2) respectivamente.

Como fue mencionado en la sección 3.4, realizamos 8 simulaciones con distintas configuraciones en el cluster del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM, que tiene 24 procesadores de arquitectura variable (32 y 64), a una velocidad de 1600 MHz y hasta 2 hilos por núcleo. Tiene 47.2 Gb de memoria Ram y 4.66 es asignada como memoria Swap. A continuación se presenta en la tabla 4.1 el tiempo de computo aproximado hasta llegar a una evolución de 10 Gyr en cada simulación.

Parámetros	NFW	CNFW	NFW _{small}	CNFW _{small}
$M_{200}[M_{\odot}]$	1×10^{10}	1×10^{10}	1×10^9	1×10^9
Perfil	NFW Fijo	corificante	NFW Fijo	corificante
Tiempo [días]	81	80	80	80
Órbita de CG	<i>circular</i>			
Parámetros	NFW	CNFW	NFW _{small}	CNFW _{small}
$M_{200}[M_{\odot}]$	1×10^{10}	1×10^{10}	1×10^9	1×10^9
Perfil	NFW Fijo	corificante	NFW Fijo	corificante
Tiempo [días]	80	85	79	82
Órbita del CG	<i>elíptica</i>			

Tabla 4.1: Tabla con tiempo de computo de las simulaciones.

A continuación se presentan para cada simulación las siguientes gráficas:

Figuras tipo Figura 4.1 que constan de 4 paneles:

- **Superior izquierdo:** Se gráfica la fracción de masa ligada del CG con respecto al tiempo de la simulación. Se define a una partícula como ligada cuando su energía cinética más la

energía potencial es mayor a cero. El cambio de color de la línea de azul a rojo corresponde a cuando el centro de masa del CG se acerca a 0.2 kpc o menos del centro del potencial.

- **Superior derecho:** El perfil de densidad del halo de materia oscura que actúa sobre las partículas. En los modelos de halo tipo NFW no corificante solo se observa el perfil NFW mientras que en los modelos de halo tipo NFW corificante se observa el perfil original en línea azul y el perfil en su estado actual de corificación de color naranja.
- **Inferior izquierdo:** La órbita que traza el centro de masa del CG visto en el plano xy con respecto al centro del potencial localizado en las coordenadas $[0, 0]$. Cuando el centro de masa se acerca a menos de 0.2 kpc, la línea cambia a rojo.
- **Inferior derecho:** La distancia del centro de masa del CG hacia el centro del potencial gravitacional con respecto al tiempo. Cuando el centro de masa se acerca a menos de 0.2 kpc, la línea cambia a rojo.

Figuras tipo Figura 4.2 que constan de 2 páneces:

- **Izquierdo:** Los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas de la configuración original de partículas del CG. Cada línea de diferente color denota un porcentaje diferente comenzando por el 10 % y terminando en 90 %: son, 10 % en cian, 20 % en azul oscuro, 30 % en azul celeste, 40 % en verde, 50 % en amarillo, 60 % en naranja, 70 % en rojo, 80 % en rosa y 90 % en morado.
- **Derecho:** Los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas ligadas al CG representados por colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %: son, 10 % en cian, 20 % en azul oscuro, 30 % en azul celeste, 40 % en verde, 50 % en amarillo, 60 % en naranja, 70 % en rojo, 80 % en rosa y 90 % en morado.

Figuras tipo Figura 4.3 que constan de 2 páneces:

- **Izquierdo:** Histograma de la distribución de densidad del CG, donde el perfil de Plummer inicial es la línea azul, los puntos negros son los datos espaciados logarítmicamente y dos líneas verticales que muestran los radios para los cuales se tiene un 90 % de partículas ligadas (línea morada) y el radio para el cual se encuentra el 90 % de todas las partículas del CG (línea amarilla).
- **Derecho:** El histograma bidimensional de partículas en el plano xy donde el centro del potencial se encuentra en $[0, 0]$, el rango (la barra de colores) va desde 0 (morado) hasta 1×10^5 (amarillo).

Figuras tipo Figura 6.1 que presentan de manera similar a figuras tipo 4.3, un histograma bidimensional de partículas en el plano xy donde el centro del potencial se encuentra en $[0, 0]$, con rango que va desde 0 (morado) hasta 1×10^5 (amarillo). Estas figuras (localizadas en el apéndice) constan de 4 paneles presentan los tiempos 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 Gyr (superior izquierdo y derecho, seguido de inferior izquierdo y derecho respectivamente) ilustran las primeras fases de evolución y la formación de estructuras.

Cabe resaltar que debido a un error, en la simulación inicial del cúmulo globular, el radio de Plummer se fijó en 7.6 pc, poniéndolo igual a su r_h . Entonces para que el perfil teórico se ajuste a los datos, este puede ser dividido por un factor de 13 que está asociado a el factor 1.3 faltante de la definición del $r_h = 1.3 * a$, donde a es el radio de Plummer, que de acuerdo a esta ecuación debió ser en la simulación $a = 7.6/1.3 = 5.84$ pc, y no 7.6 pc. Esto no afecta nuestros resultados, ya que el cúmulo simulado es más extendido (7.6 pc) y esto significaría una posible destrucción más temprana del CG.

4.1. Halos tipo NFW

El halo oscuro de la galaxia Sextans A fue modelado de dos diferentes formas. En esta sección consideramos el caso donde el halo oscuro tiene una masa total de $10^{10} M_{\odot}$, un radio de escala $R_s = 4$ kpc y una concentración $c = 14$.

4.1.1. Halo de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita circular

Un caso límite es en el que el CG recorre una órbita totalmente circular alrededor del halo de DM de Sextans A, a una distancia galactocéntrica de 1 kpc del centro del potencial. En este caso el CG mantiene una órbita estable y circular durante todo su tiempo de vida como se muestra en el panel inferior izquierdo de la Figura 4.1, el CG logra completar 36 vueltas galactocéntricas y su fracción ligada desciende en poco más de 6 % en 10 Gyr de evolución (panel superior derecho, Figura 4.1), por lo que el CG esta relativamente intacto para este caso.

En la Figura (4.2) se observa una expansión de las capas más externas de las partículas ligadas (regiones que contienen del 50 % al 80 % de las partículas), directamente atribuible a la interacción gravitacional con el potencial impuesto. También detectamos una pérdida apreciable en la capa menos ligada que contiene el 10 % (línea morada) de las partículas menos ligadas, en donde las partículas se alejan del centro del CG a distancias mayores a los 40 pc, tal como muestra el panel derecho de la Figura (4.2).

En la Figura (4.3) a pesar de que se observa en el panel derecho que existe un rastro de partículas arrancadas del CG (partículas de color morado), estas pertenecen al orden de unidades, donde el 6 % de la masa total serían aproximadamente 9.6×10^3 partículas de un total de 1.6×10^5 : es decir, 2 órdenes de magnitud en este caso. Estas partículas despojadas del CG constituyen dos anillos concéntricos que se forman de las partículas provenientes de las colas de marea producto de la interacción gravitacional con el potencial de fondo tal y como se observa en la figura 6.1. El anillo interior está compuesto por partículas con velocidades orbitales mayores que la velocidad circular del CG en tanto que el anillo exterior esta compuesto por partículas rezagadas.

En el panel inferior derecho de la Figura (4.1), se nota que la órbita del CG se ha contraído por un factor despreciable de 4 pc, lo que indica que algunas de las partículas despojadas del CG deben haber ganado momento angular, probablemente poblando el anillo exterior previamente descrito.

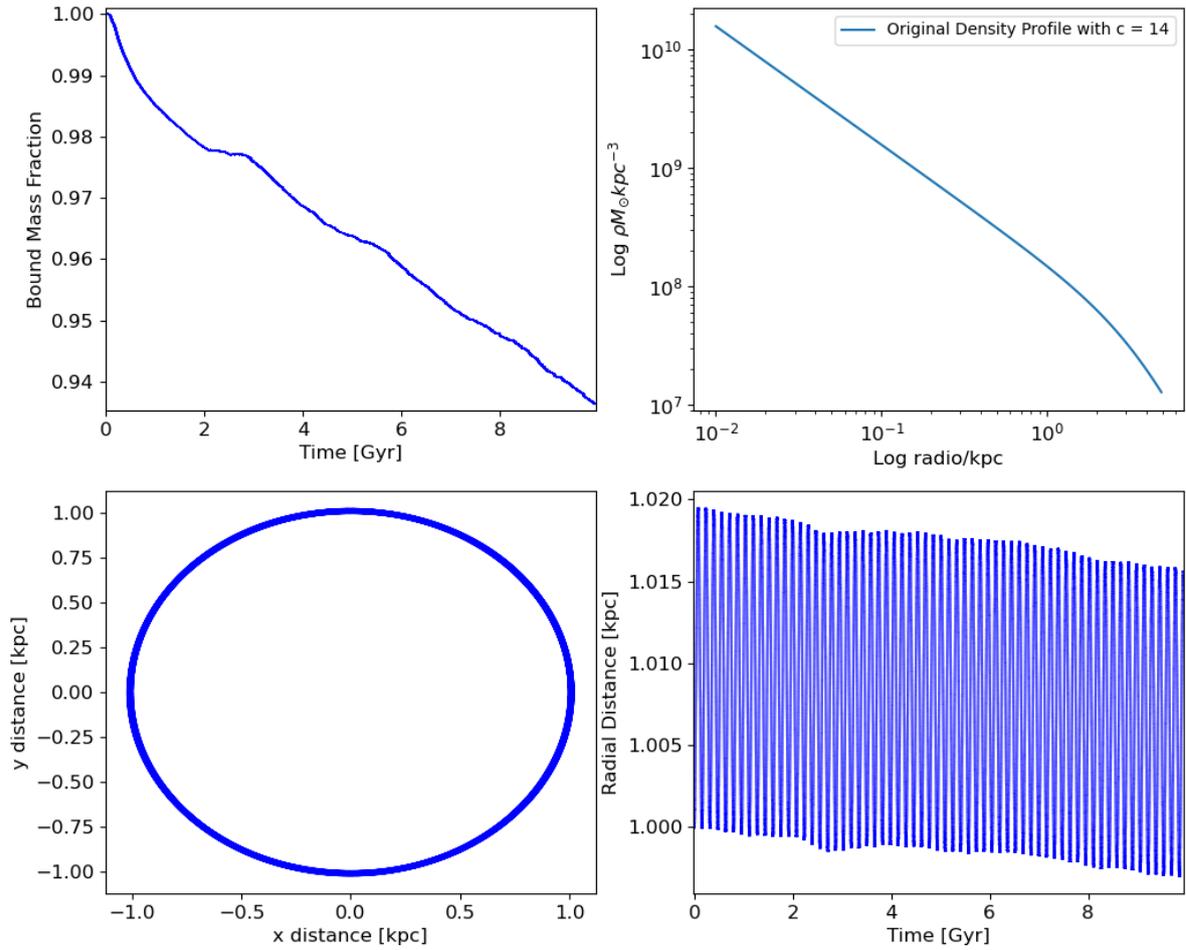


Figura 4.1: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con un radio galactocéntrico para el CG de 1 kpc en órbita circular. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

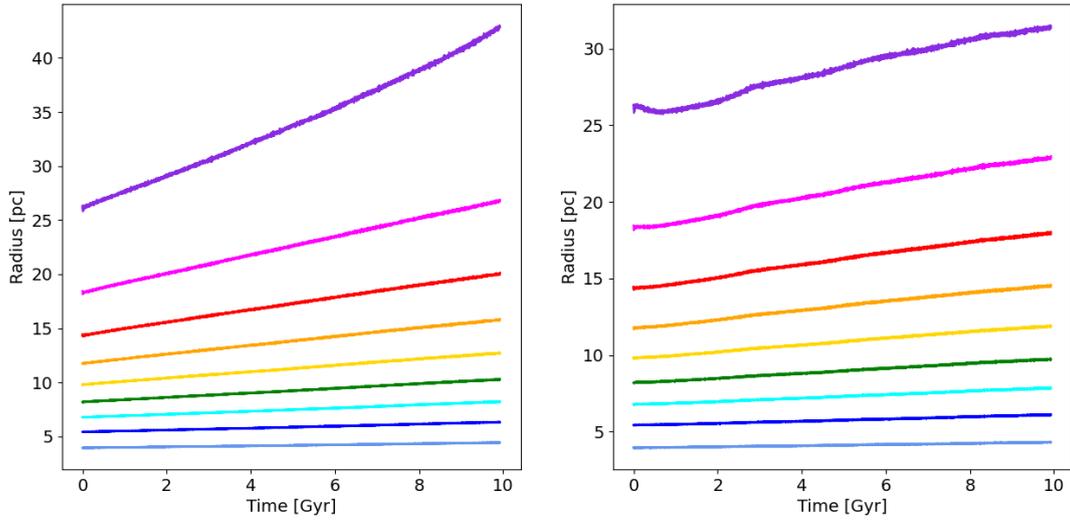


Figura 4.2: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con el CG en órbita circular. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

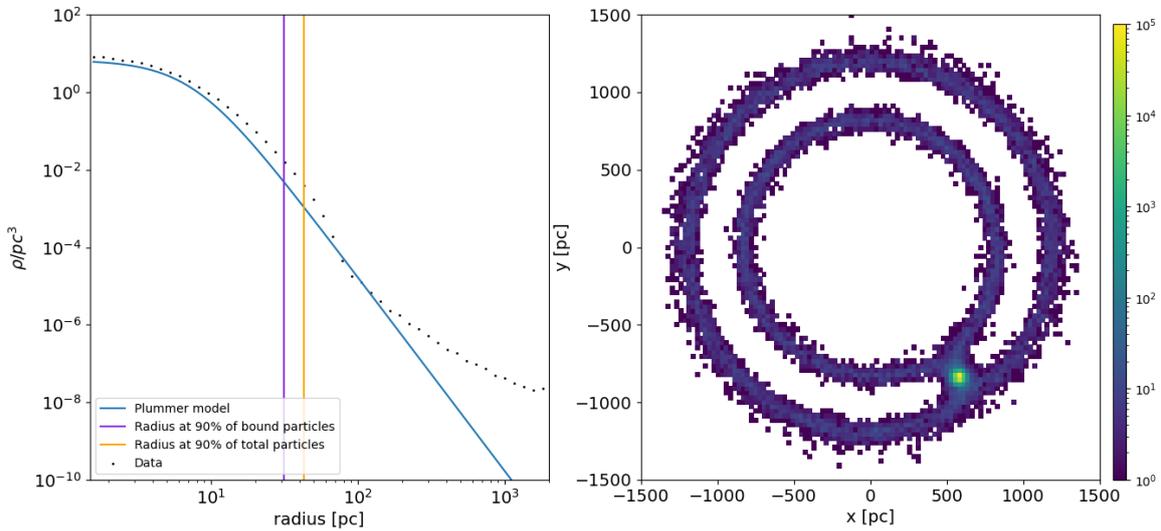


Figura 4.3: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con el CG en órbita circular a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.1.2. Halo de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita excéntrica

Esta sección describe el caso donde la órbita del CG es extremadamente excéntrica ($e = 0.9$), con apocentro de 1 kpc y pericentro de 0.096 kpc. En este caso, el CG también mantiene una órbita estable durante todo su tiempo de vida, el CG logra completar 8 vueltas galactocéntricas (roseta completa); dando un total de 77 órbitas en 10 Gyr (panel inferior izquierdo de la Figura 4.4). Al acercarse al centro del halo y experimentar mayores fuerzas gravitacionales, este pierde un poco de su masa con cada acercamiento al centro, perdiendo un total del 35 % en 10 Gyr de evolución (panel superior izquierdo de la Figura 4.4).

En la Figura 4.5 se muestra un acercamiento al panel superior izquierdo de la Figura 4.4 en un intervalo de 4 a 5 Gyr que muestra la fracción ligada de masa como función del tiempo. La línea roja denota el comportamiento cuando el CG se acerca a menos de 0.2 kpc del centro del halo de Sextans A, convención que se mantiene con cada acercamiento en todas las figuras de este tipo. En la gráfica se observan ciclos de pérdida y recuperación de partículas ligadas al CG, con pérdidas consistentemente cuando el CG se acerca al centro del potencial y una recuperación posterior a radios mayores a 0.2 kpc. El efecto combinado de estas pérdidas y recuperaciones de partículas resulta en una pérdida neta a ritmo constante en este intervalo de tiempo. Este efecto de recuperación de partículas solo aparece a tiempos posteriores a ~ 1 Gyr, una vez que la trayectoria del CG barre áreas pobladas por partículas previamente despojadas.

La captura de estrellas de campo es muy poco probable tal como reporta Mieske & Baumgardt (2007), en donde usando una simulación de N-cuerpos estudian la captura de estrellas pasando dentro de $2r_h$ del cúmulo. Ellos estiman una tasa de captura del orden de 10^{-4} sobre las estrellas totales para 10 Gyr de interacción. Sin embargo, comparado con nuestro estudio, debido a que nuestras estrellas pertenecen al mismo CG y no solo pasan a través de este, se espera que algunas tengan una diferencia de velocidad espacial con el CG mucho menor a la empleada por Mieske & Baumgardt (2007), lo que en principio podría facilitar la re-captura en nuestro caso. Podemos ver en la Figura 4.5 que la re-captura es del orden de 10^{-3} para cada episodio, siendo solo un orden de magnitud mayor que la reportada por Mieske & Baumgardt (2007), lo cual no es del todo alarmante.

En la Figura (4.6) se observa que después de 2 Gyr la capa que contiene el 10 % de las partículas más externas del CG se expande un orden de magnitud, indicando la pérdida de las partículas que componen esta capa (ver panel izquierdo; línea morada que corresponde al radio donde se encuentra el 90 % de las partículas del CG). A un tiempo de evolución de 4.5 Gyr, la capa que contiene un 80 % de las partículas (ver línea rosa en el panel izquierdo de la Figura 4.6) también comienza a desligarse, a un tiempo de evolución de ~ 8 Gyr la capa que contiene el 70 % de las partículas totales (ver línea roja en el panel izquierdo de la Figura 4.6) comienza a desligarse y finalmente a 10 Gyr la capa que contiene el 60 % de las partículas totales (ver línea naranja en el panel izquierdo de la Figura 4.6) comienza a desprenderse. Con respecto a las partículas ligadas al CG, las capas más externas que contienen a las partículas del CG se contraen en un intervalo de tiempo de 1 Gyr.

En la Figura (4.7) se observa que el CG ha perdido partículas que se encuentran distribuidas dentro de un radio de ~ 1.5 kpc alrededor del centro del halo de Sextans A. Se observa una estructura tipo “casarón” que fue formada de manera similar al caso anterior por colas de marea hasta un tiempo de evolución antes de 2 Gyr, tal y como se muestra en la figura (6.2). Es importante hacer notar que este tipo de estructuras es también reportada en estudios previos de sistemas similares al nuestro en las que las estrellas despojadas terminan formando este tipo de estructuras (Peñarrubia et al., 2009). A 10 Gyr, el CG ha perdido poco más del 35 % de su

masa; $\sim 5.6 \times 10^4$ partículas de un total de 1.6×10^5 lo que denota una pérdida no despreciable del orden de magnitud del total de las partículas del CG, producido esta órbita excéntrica, con $e = 0.9$, el máximo efecto de despojo.

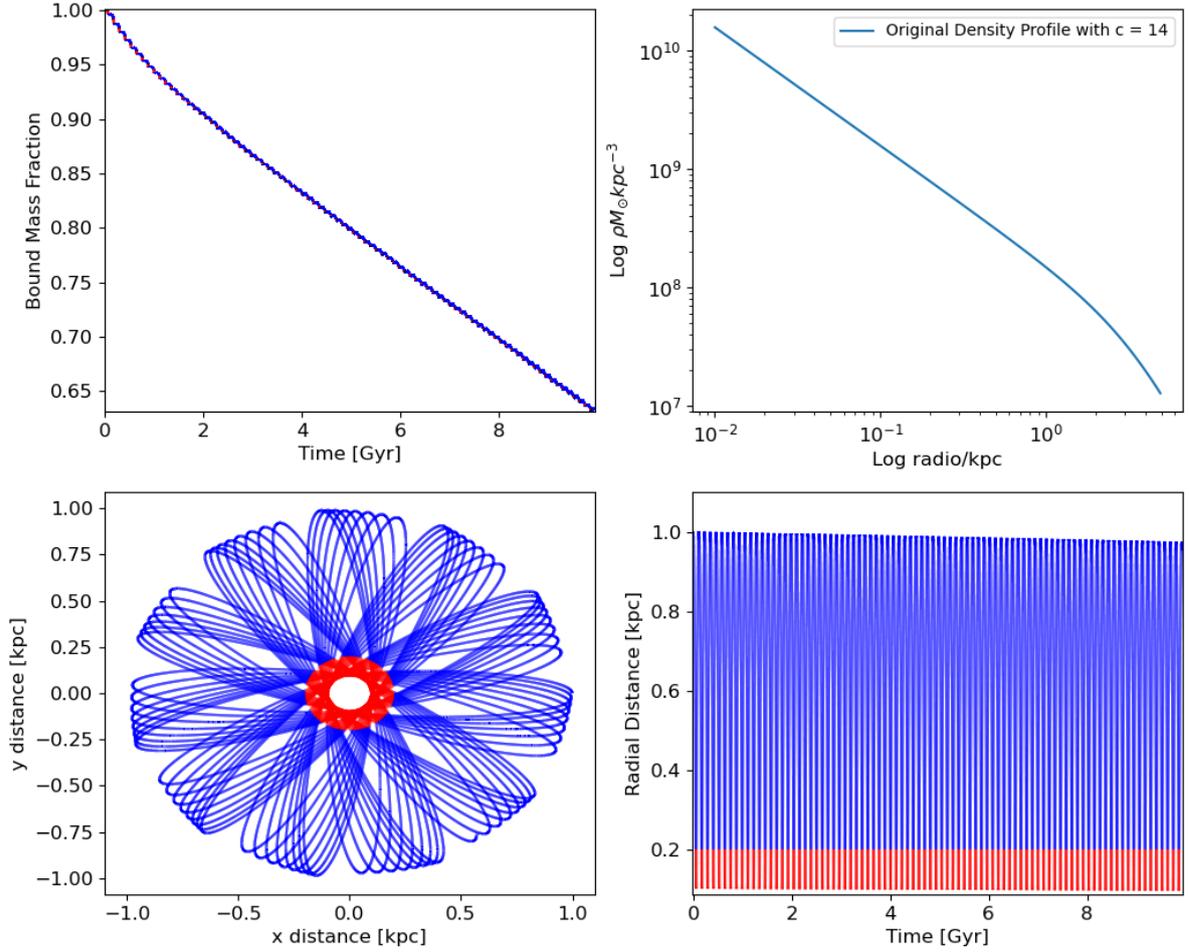


Figura 4.4: Gráficas de órbitas excéntricas en la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc a un radio galactocéntrico de 1 kpc cuya órbita es excéntrica ($e = 0.9$) con apocentro. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0,0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

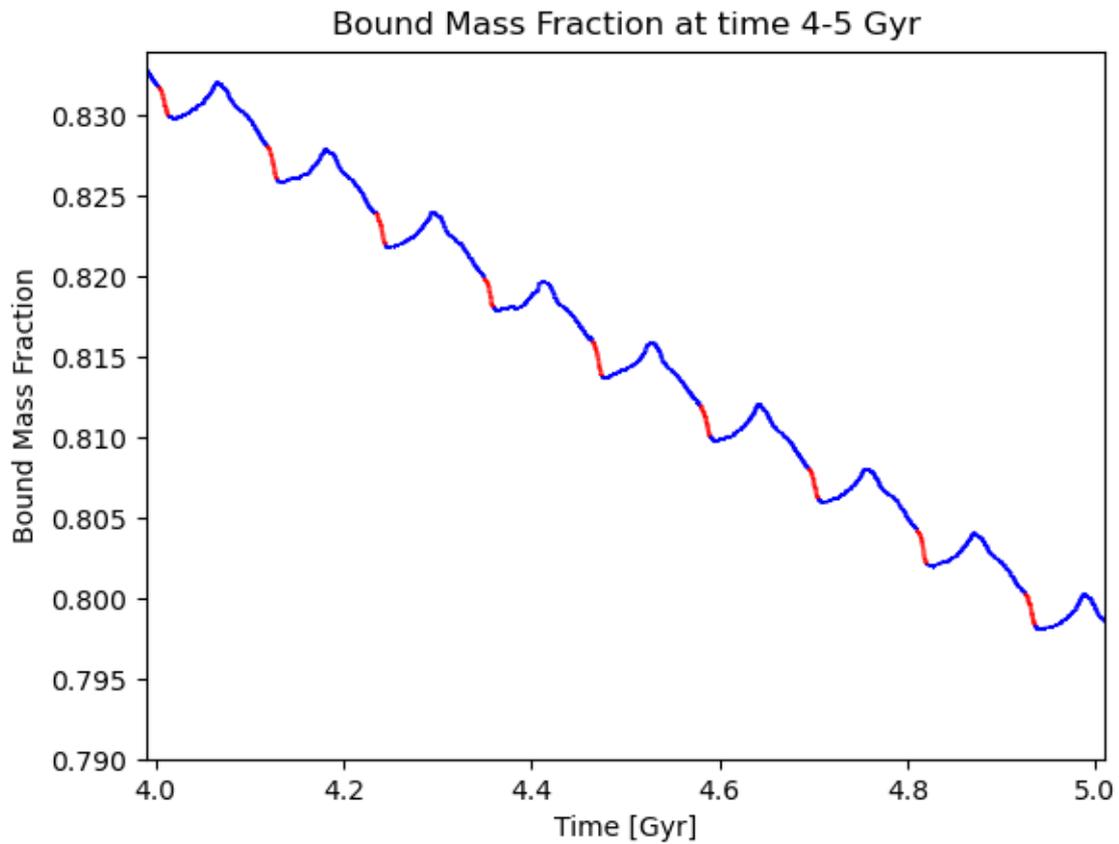


Figura 4.5: La gráfica muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbita excéntrica ($e = 0.9$) con apocentro en un intervalo de tiempo de 4 a 5 Gyr. Cuando el centro de masa del CG se acerca a menos de 0.2 kpc, la línea cambia a color rojo.

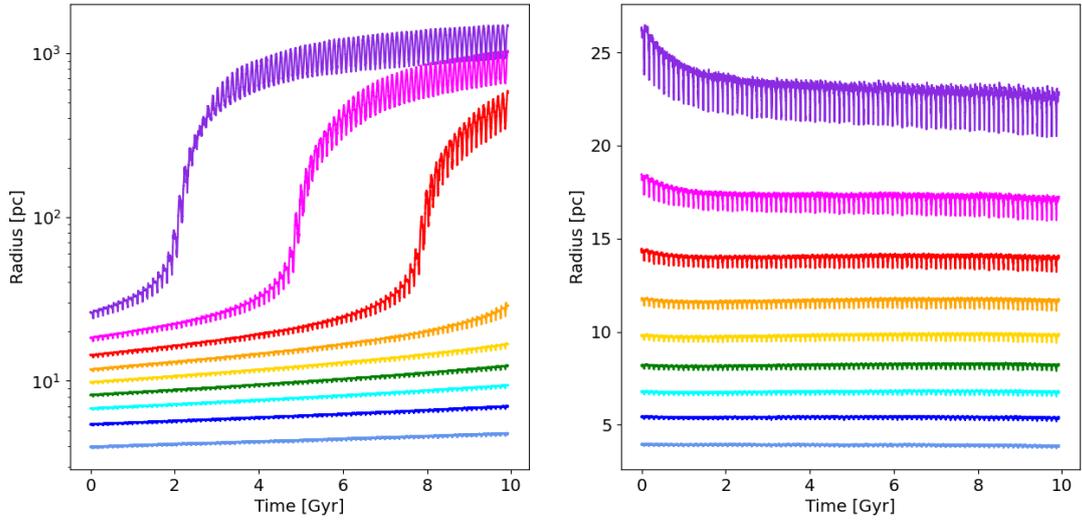


Figura 4.6: Gráficas de la simulación NFW de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con órbitas excéntricas. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

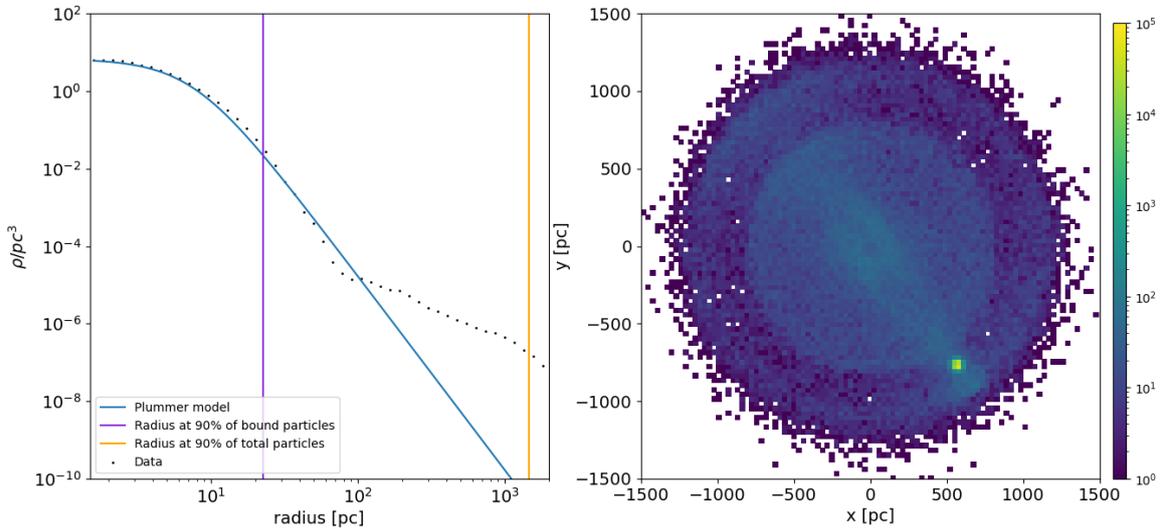


Figura 4.7: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.1.3. Halo de masa $10^9 M_\odot$ con órbita circular

En esta sección consideramos el caso donde el halo oscuro tiene una masa total de $10^9 M_\odot$, un radio de escala $R_s = 1.58$ kpc, una concentración $c = 10$ y una órbita circular para el CG.

En este caso, los resultados se asemejan al caso donde tenemos un halo de masa de $10^{10} M_\odot$ con órbita circular (halo *grande*, ver sección 4.1.1. La diferencia está en que para este caso (halo *chico*), el CG completa 9 vueltas galactocéntricas menos (27 vueltas) y pierde 1% menos partículas (95% total) (ver Figura 4.8) en comparación con el caso de la sección (4.1.1). Esto es, el CG pierde $8 \times 10^3 M_\odot$ a un tiempo de evolución de 10 Gyr, de un total de 1.6×10^5 (i.e., dos órdenes de magnitud, ver Figura 4.10).

De igual manera que en el caso de halo *grande*, observamos que después de 10 Gyr, el CG órbita con un apocentro 4 pc menor al apocentro inicial (Figura 4.8).

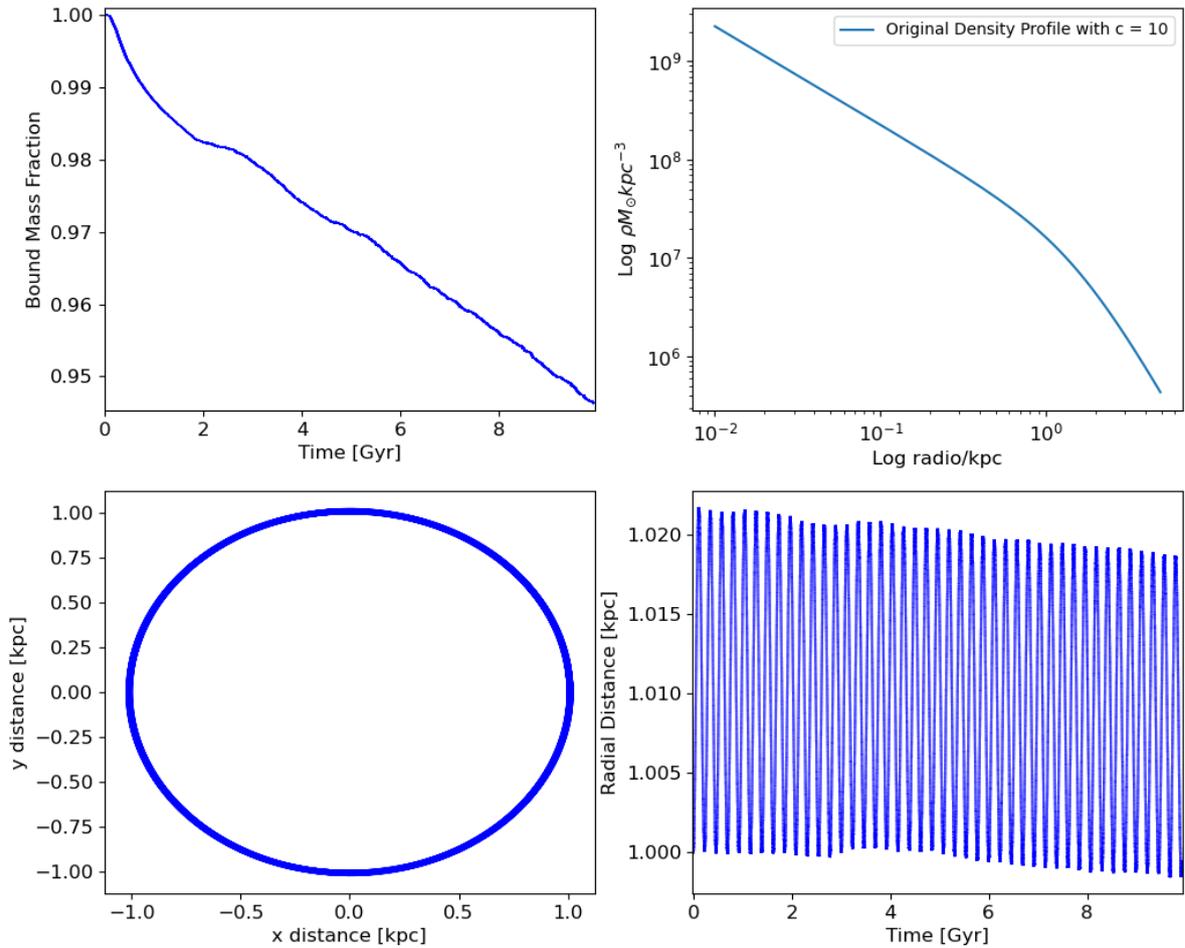


Figura 4.8: Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_{\odot}$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc y el CG está situado a 1 kpc. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

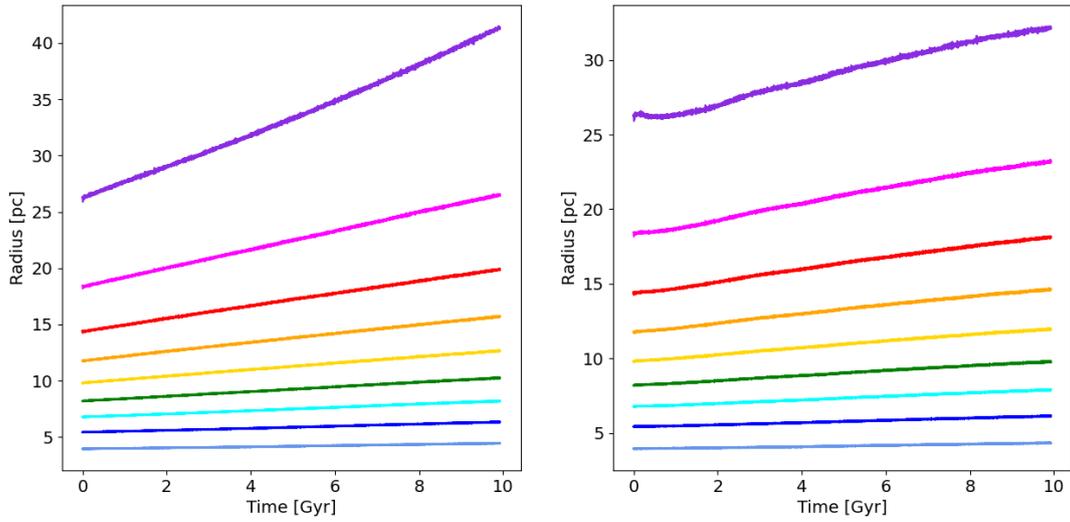


Figura 4.9: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

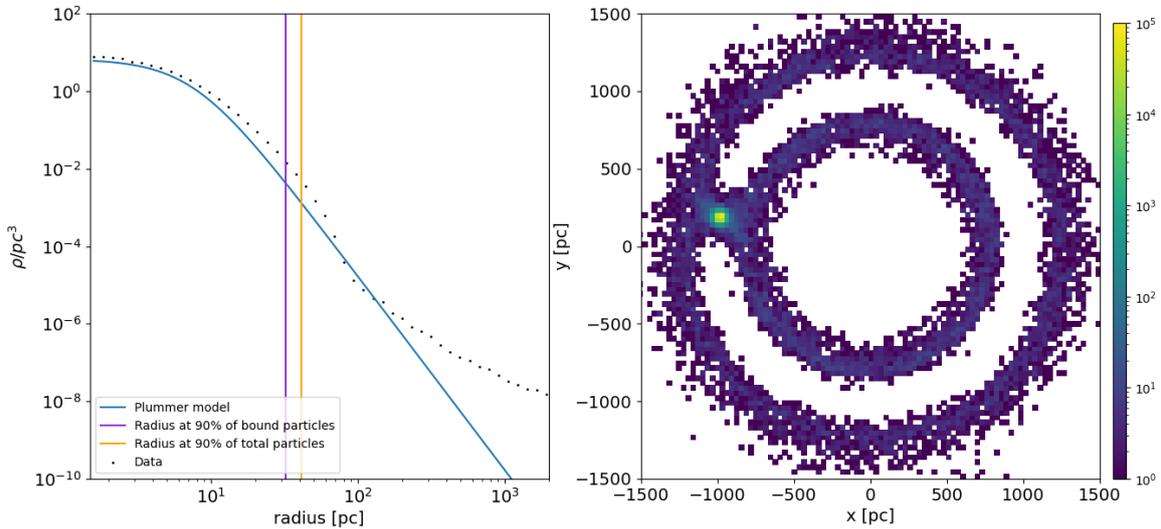


Figura 4.10: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.1.4. Halo de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita excéntrica

En esta sección consideramos el caso donde el halo oscuro tiene una masa total de $10^9 M_{\odot}$, un radio de escala $R_s = 1.58$ kpc, una concentración $c = 10$ y el CG sigue una órbita excéntrica ($e = 0.91$) alrededor de Sextans A, con apocentro de 1 kpc y pericentro de 0.088 kpc.

En este caso los resultados se asemejan al caso anterior para un halo *grande*, donde tenemos un halo de masa de $10^{10} M_{\odot}$, y su órbita análoga excéntrica (ver sección 4.1.2). El CG completa 3 vueltas galactocéntricas (roseta) y recorre 35 elipses por ciclo alrededor del centro; dando un total de 105 órbitas en 10 Gyr (panel inferior izquierdo de la Figura 4.8). En este caso el CG pierde casi 5 % menos partículas (70 % totales) tal como se muestra en el panel superior izquierdo de la Figura 4.8, en comparación que el caso de la sección (4.1.2). De un total de 1.6×10^5 , 1.12×10^4 partículas están dispersas en la órbita dentro de un radio de 1.5 kpc (ver Figura 4.13).

Se repite el comportamiento de pérdida de partículas, a un tiempo de 3 Gyr ha perdido la capa más externa (90 % en la línea morada del panel izquierdo de la Figura 4.12), y a un tiempo ~ 7 Gyr, se pierde la capa de partículas correspondientes al 80 % (ver línea rosa de la Figura 4.12). La única excepción ocurre con la capa del 70 % de las partículas totales (ver línea roja de la Figura 4.12) que se desprende para un tiempo de 8 Gyr en el halo más grande (ver Figura 4.6), lo cual comienza a ocurrir en este caso pero a un tiempo de 10 Gyr.

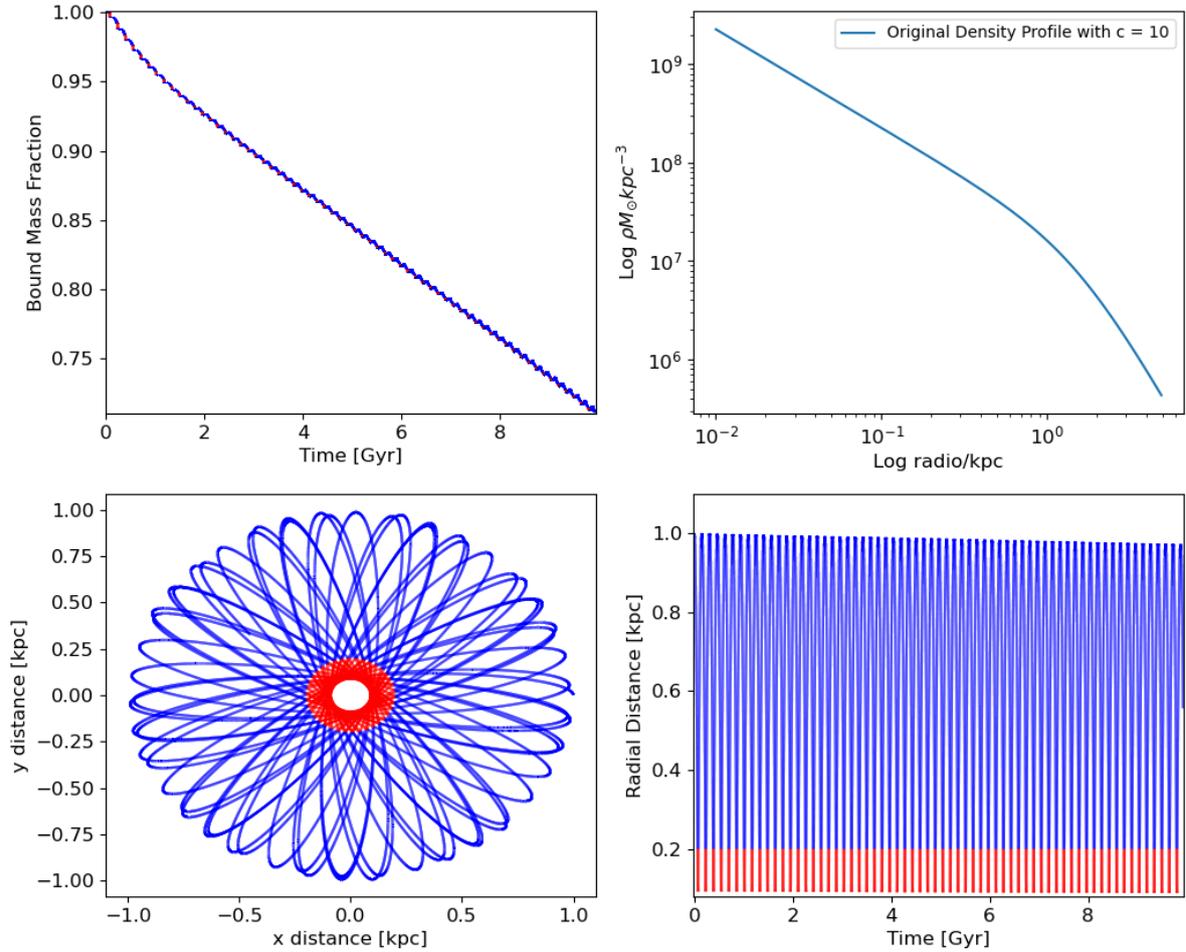


Figura 4.11: Gráficas de órbitas excéntricas en la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_{\odot}$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc, la órbita del CG tiene apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$). La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

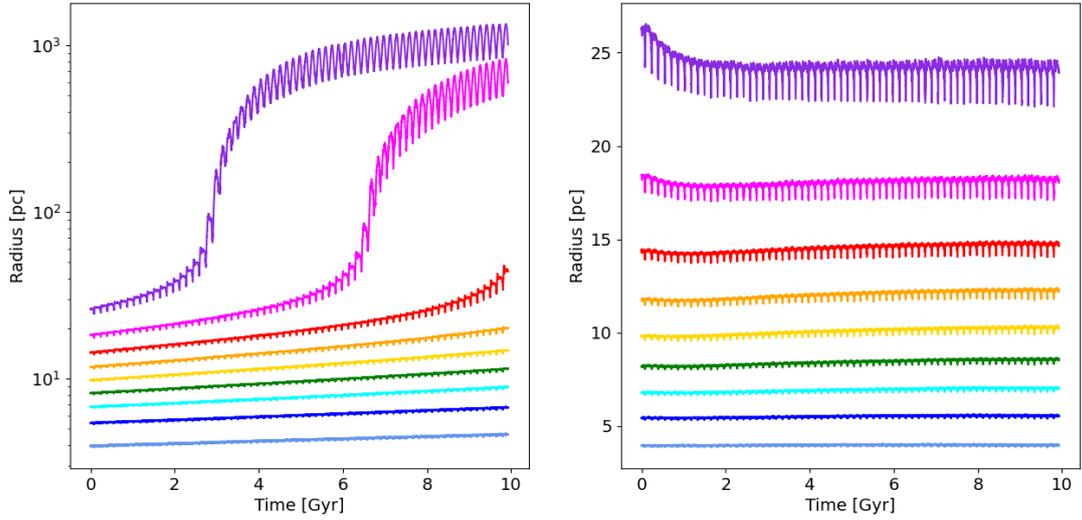


Figura 4.12: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10% y terminando en 90%.

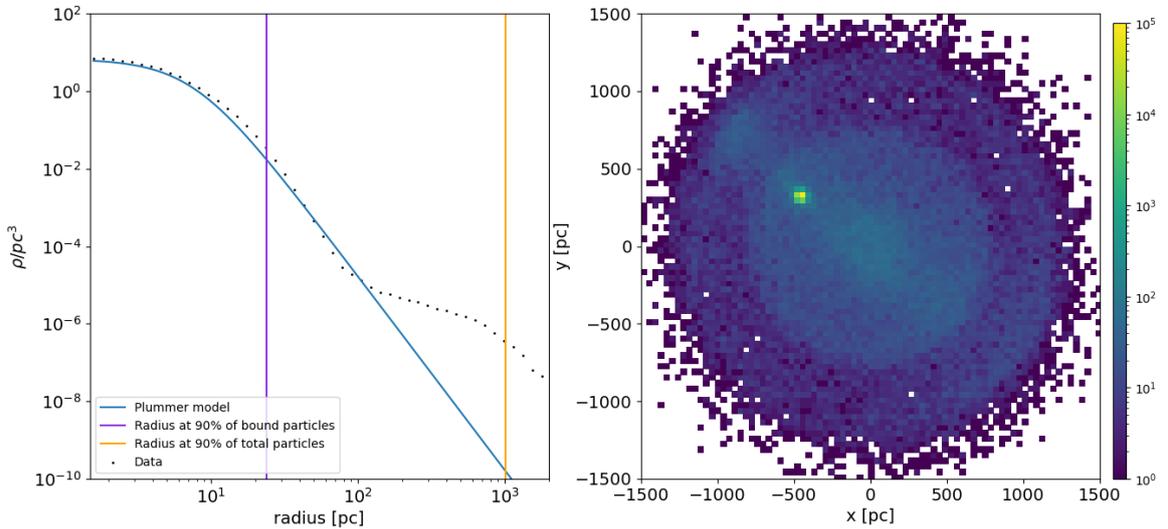


Figura 4.13: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90% y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90%. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.2. Halos tipo NFW con corificación

En esta sección consideramos el caso donde el halo oscuro está en proceso de corificación debido a la formación estelar en Sextans A, tal como fue descrito en la sección (3.2). Para las siguientes dos secciones el halo oscuro tiene una masa total de $10^{10} M_{\odot}$, un radio de escala $R_s = 4$ kpc y una concentración $c = 14$.

El CG en Sextans A tiene una edad de 8.8 Gyr, por lo tanto el tiempo cero en la simulación no corresponde al inicio del Universo, sino a un *look back time* de 10 Gyr, lo que corresponde a un tiempo de ~ 4 Gyr en escala cósmica. A este *look back time*, Sextans A ya ha formado el 61 % de su fracción total de masa (ver Figura 2.5), por lo tanto la distribución de masa del halo oscuro ya ha empezado su proceso de corificación al tiempo cero de nuestra simulación (ver sección 3.2).

4.2.1. Halo en corificación de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita circular

Debido a que al inicio de la simulación, ya no se tiene la misma distribución de masa (puesto que el perfil inicia algo corificado por su historia de formación estelar en ese momento) entonces las órbitas tienen cierta excentricidad de $e = 0.22$, con apocentro de 1.28 kpc y pericentro de 1 kpc. En este caso, como es de esperarse debido a que la velocidad orbital fue calculada para una órbita circular para un halo tipo NFW, el CG no se mantiene en órbita circular durante todo su tiempo de vida, y tiene periodos donde se acerca un poco más al centro del potencial y pierde partículas. A lo largo de los 10 Gyr el CG ha completado 8 vueltas galactocéntricas y un total de 106 elipses. Sin embargo, la fracción ligada descende solo un 3.5 % para un tiempo de evolución de 10 Gyr en comparación con el caso donde el halo es NFW de la misma masa con una órbita totalmente circular (sección 4.1.1), que descende 6 %.

El efecto de incluir la corificación del halo de Sextans A, resulta en que el CG haya sido menos perturbado (3.5 %). En la Figura (4.14) se observa en el panel superior de la derecha (línea naranja) el perfil actual del halo de Sextans A, en comparación con el perfil tipo NFW (línea azul). El resto de los parámetros siguen un comportamiento similar a sus análogos sin corificación, pero con menos perturbaciones. También notamos en la misma Figura (panel inferior derecho) que el CG se encuentra orbitando con la elipticidad descrita anteriormente, pero el apocentro ha aumentando en 4 pc.

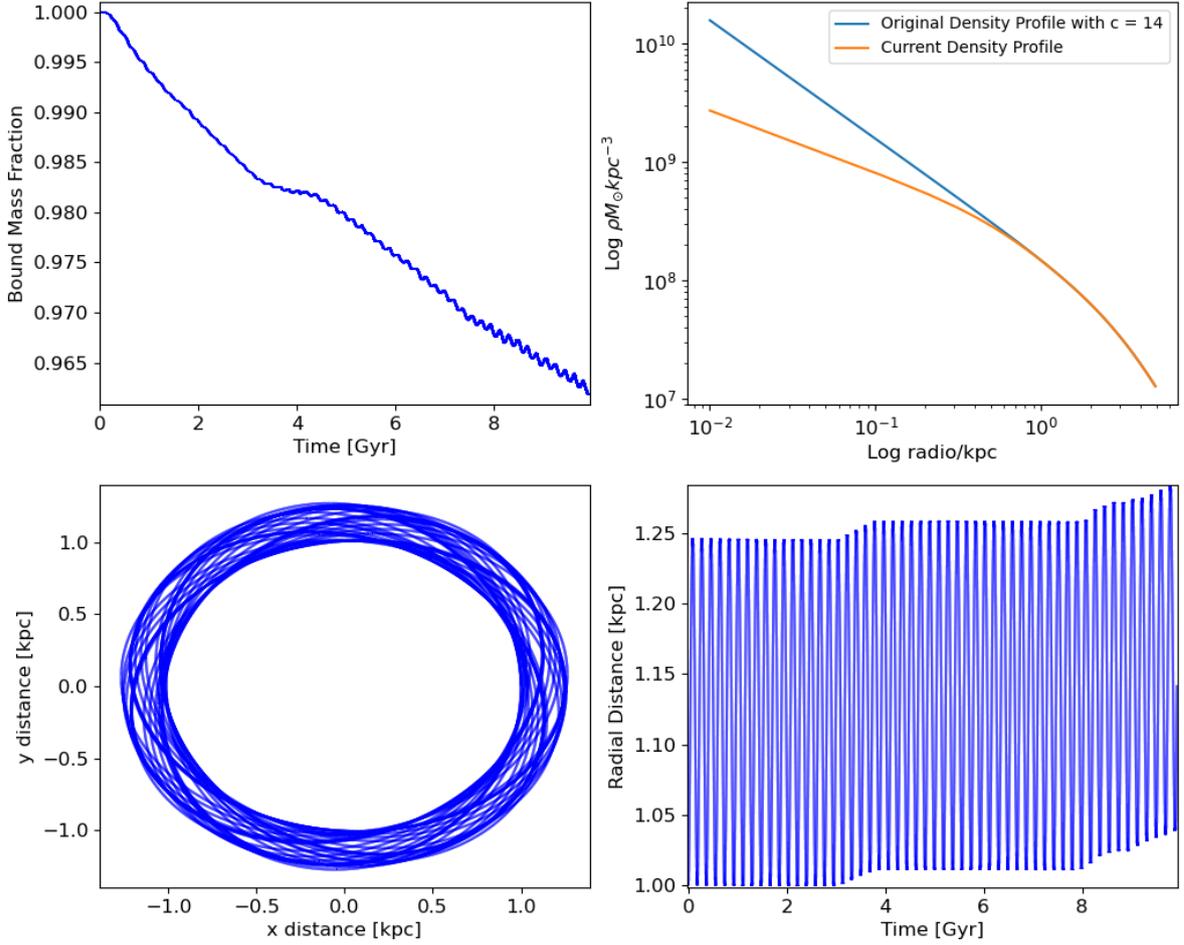


Figura 4.14: Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW en corificación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, y con el CG a un radio galactocéntrico de 1 kpc. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

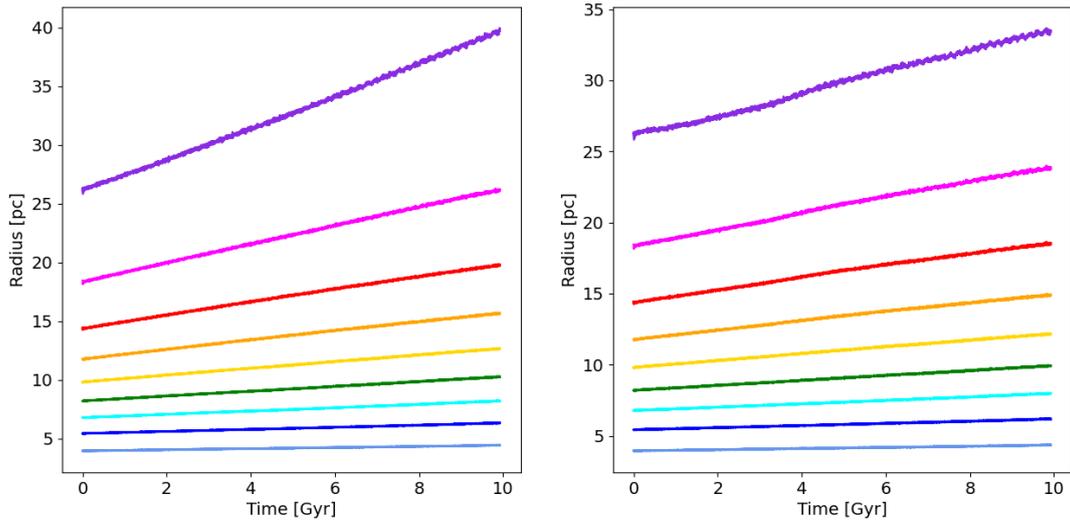


Figura 4.15: Gráficas de la simulación NFW en corifitación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con órbitas circulares a un tiempo de 10 Gyr. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

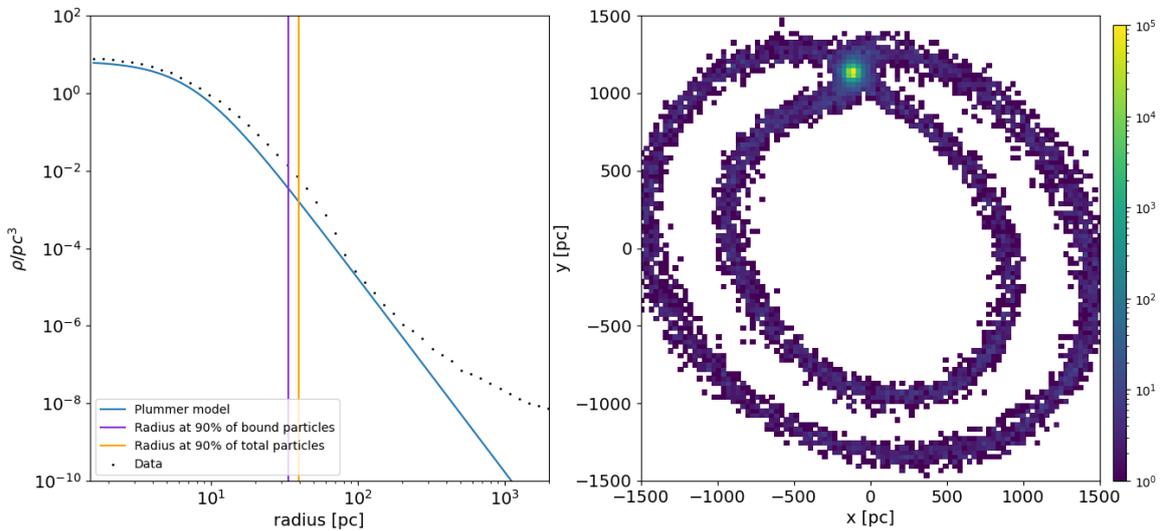


Figura 4.16: Gráficas de la simulación NFW en corifitación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas circulares a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.2.2. Halo en corificación de masa $10^{10} M_{\odot}$ con órbita excéntrica

En esta sección el CG se mueve en una órbita excéntrica ($e = 0.86$) alrededor de Sextans A, con apocentro de 1.03 kpc y pericentro de 0.13 kpc al centro del potencial. El CG completa 3 vueltas galactocéntricas con 132 órbitas elípticas en toda su evolución.

En la Figura (4.17) observamos en el panel inferior izquierdo que a pesar de que el CG se acerca de la misma forma que para los casos excéntricos anteriores (sin corificación), este halo más corificado no lo destruye de la misma forma como ocurrió para un halo de tipo NFW fijo. En el panel superior izquierdo observamos que después de 10 Gyr de evolución, el CG solo ha perdido el 6% de su masa, en contraposición del $\sim 30\%$ que se observa en el caso del halo sin corificación (ver sección 4.1.2). Vemos tanto en la Figura de los radios en porcentaje de masa (Figura 4.18), como en la distribución de densidad y su histograma (Figura 4.19), que estos se ven relativamente intactos, esto es muy diferente al caso análogo donde el halo es puramente NFW y que para el tiempo de evolución ya ha perdido el 30% de su masa. Esta diferencia en pérdida de masa es directamente atribuible al efecto de la corificación del halo de materia oscura, lo que demuestra que este tipo de procesos fomenta la preservación de CG en galaxias similares a Sextans A.

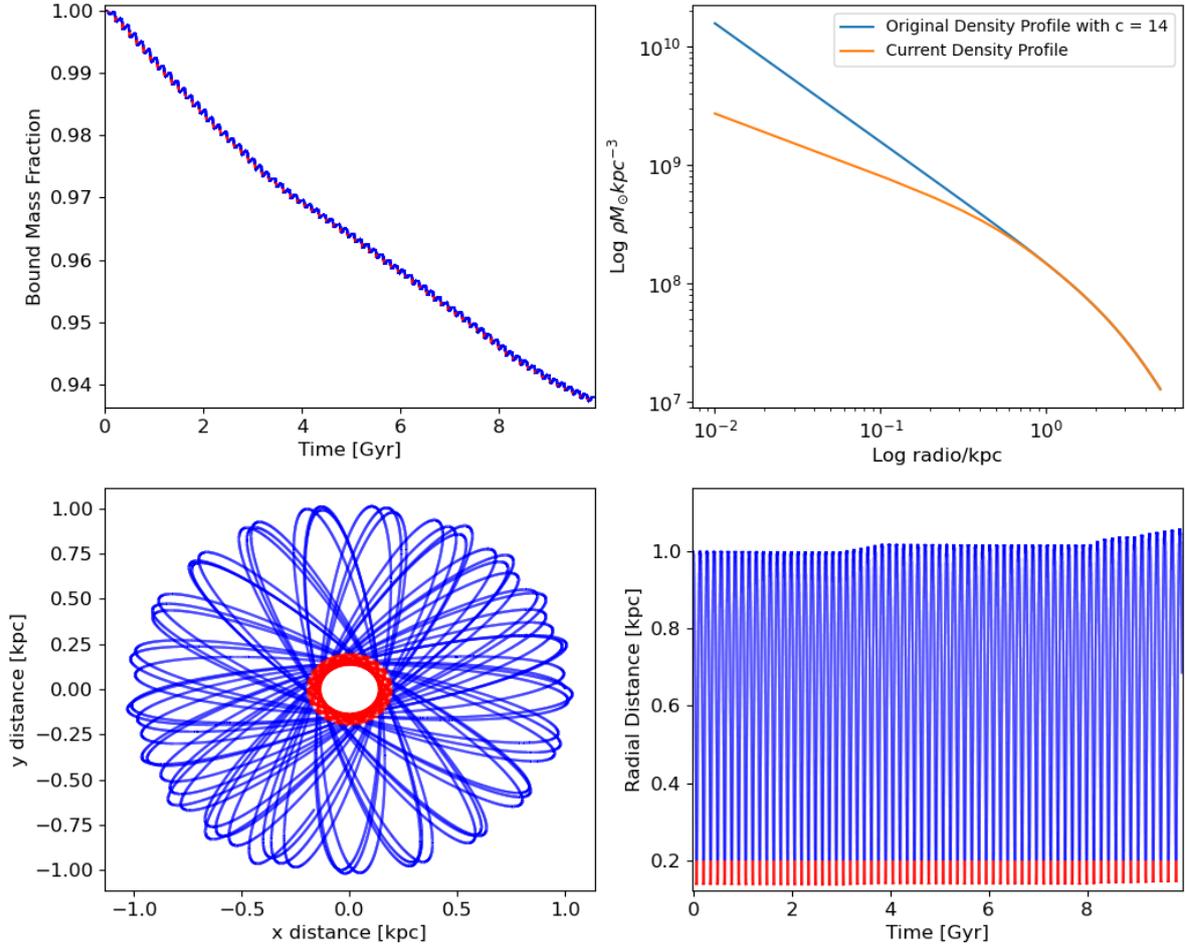


Figura 4.17: Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad ($e = 0.9$) en la simulación NFW en corificación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc a un radio galactocéntrico de 1 kpc. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

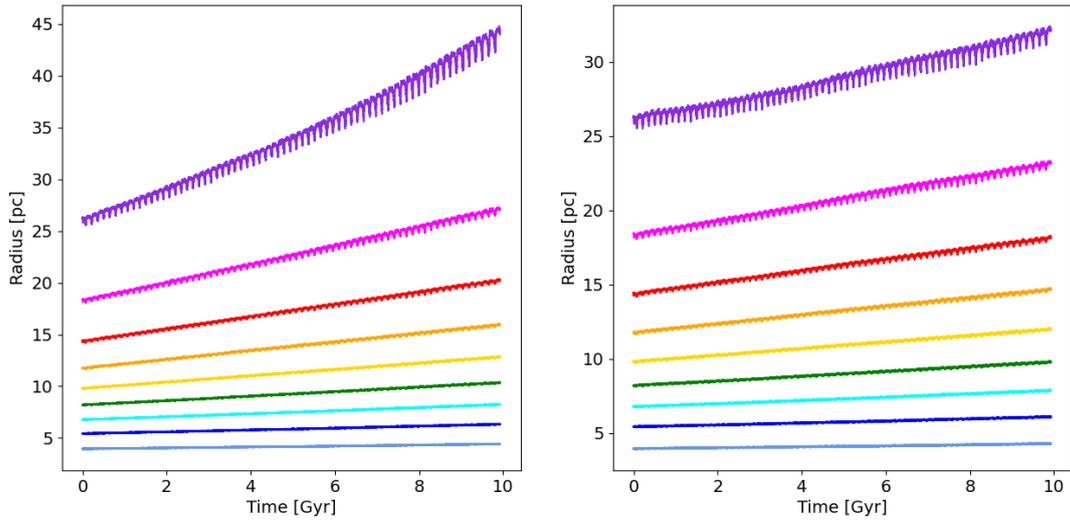


Figura 4.18: Gráficas de la simulación NFW en corificación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc, con órbitas excéntricas. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10% y terminando en 90%.

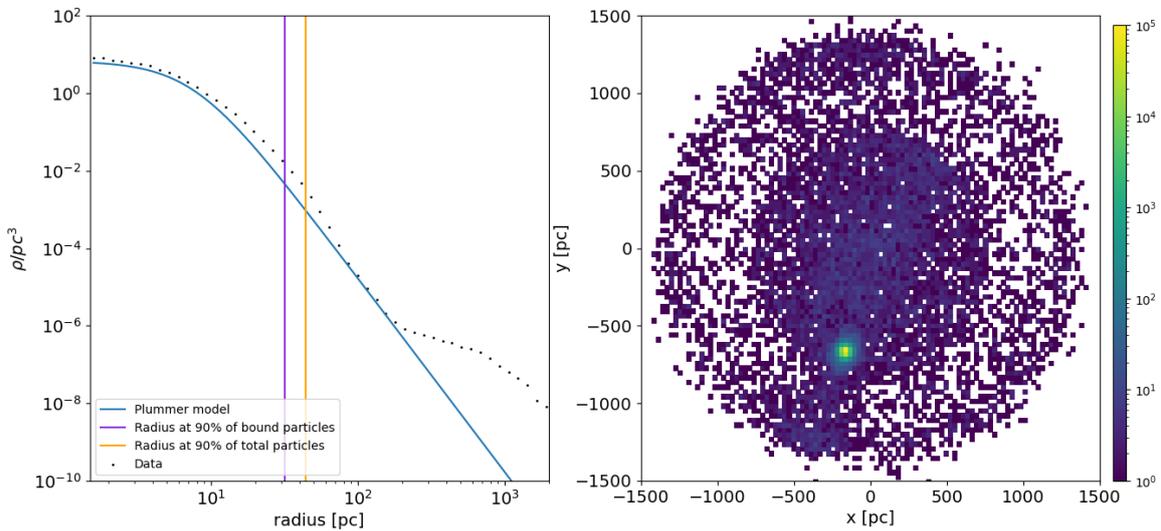


Figura 4.19: Gráficas de la simulación NFW en corificación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10}M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90% y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90%. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.2.3. Halo en corificación de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita circular

En esta sección consideramos el caso donde el halo oscuro está en proceso de corificación por formación estelar, de acuerdo a la descripción en la sección (3.2) y para las siguientes dos secciones tiene una masa total $10^9 M_{\odot}$, un radio de escala $R_s = 1.58$ kpc y una concentración $c = 10$.

De igual manera que para el caso de la sección (4.2.1), debido a que al inicio de la simulación ya no se tiene la distribución de masa original tipo NFW causada por el proceso de corificación, las órbitas tienen cierta excentricidad de $e = 0.28$, con apocentro de 1.4 kpc y pericentro de 1 kpc. El CG completa una sola vuelta galactocéntrica trazando 68 órbitas elípticas en toda su evolución.

De manera similar a como ocurrió en los halos pequeños tipo NFW fijos (sección 4.1.3 y 4.1.4), este caso sigue los patrones anteriores, con la diferencia de que este pierde el 2.5% de su masa para un tiempo de evolución de 10 Gyr. Es decir, se conserva dos veces más masa que en su caso análogo con halo tipo NFW no corificante (sección 4.1.3).

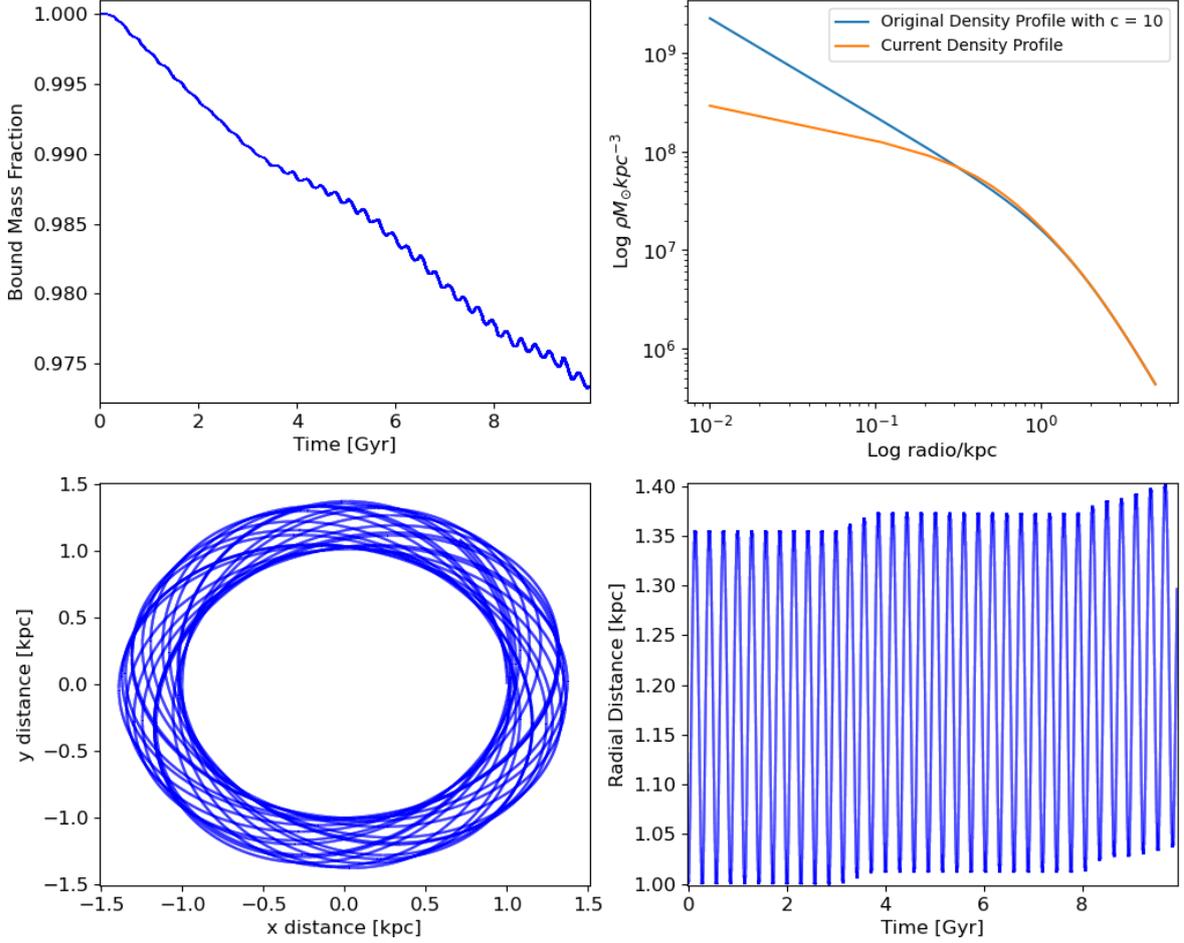


Figura 4.20: Gráficas de órbitas circulares en la simulación NFW en corificación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc y el CG está situado a un radio galactocéntrico de 1 kpc. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

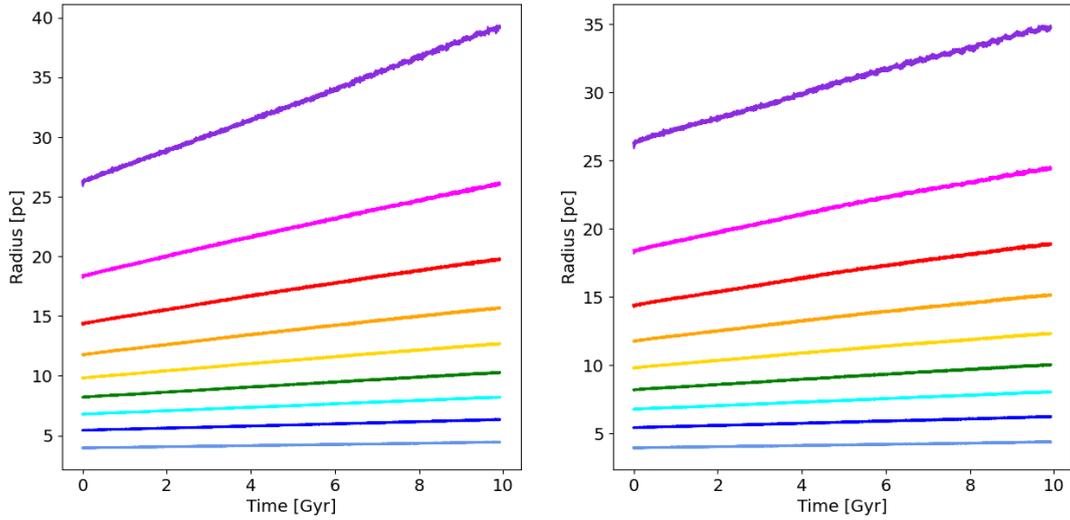


Figura 4.21: Gráficas de la simulación NFW en corifitación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

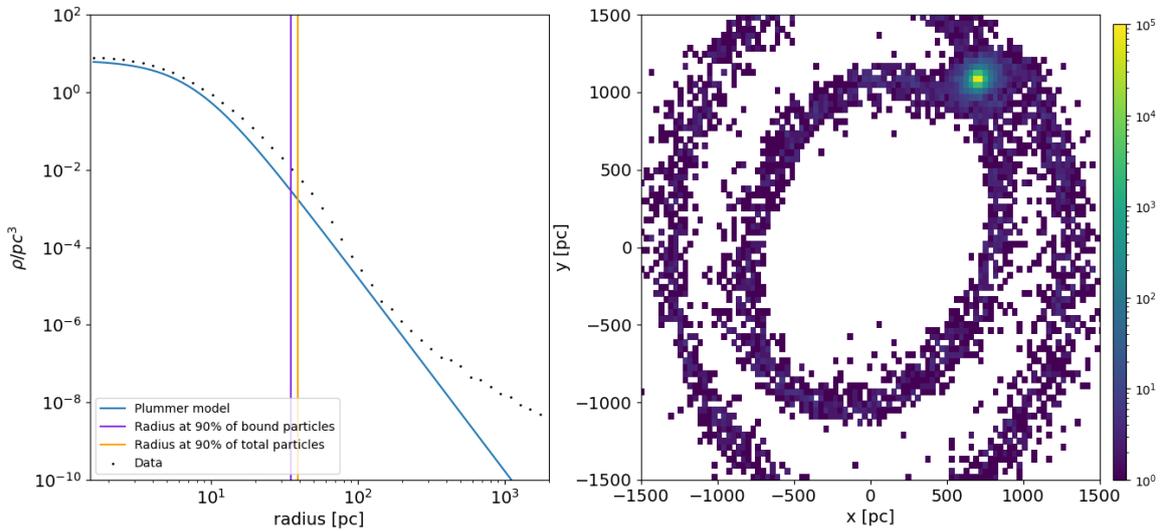


Figura 4.22: Gráficas de la simulación NFW en corifitación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

4.2.4. Halo en corificación de masa $10^9 M_{\odot}$ con órbita excéntrica

En esta sección nos enfocamos al caso con órbita excéntrica ($e = 0.86$) para el CG alrededor del halo de Sextans A, con apocentro de 1.06 kpc y pericentro de 0.14 kpc del centro del potencial. Después de 10 Gyr de evolución el CG ha completado 3 vueltas galactocéntricas, habiendo trazado 95 órbitas elípticas.

Finalmente, y de manera similar a como ocurrió en los halos excéntricos con masa mayor (sección 4.1.4), este sigue los patrones anteriores, con la distinción de que se pierde poco más del 3.5% para un tiempo de 10 Gyr, mientras que para el caso donde el halo es NFW fijo, se ha perdido un 30% de su masa inicial al mismo tiempo de evolución, confirmando nuestra hipótesis de que la corificación fomenta la preservación de este tipo de subestructuras en halos similares a los que presenta Sextans A.

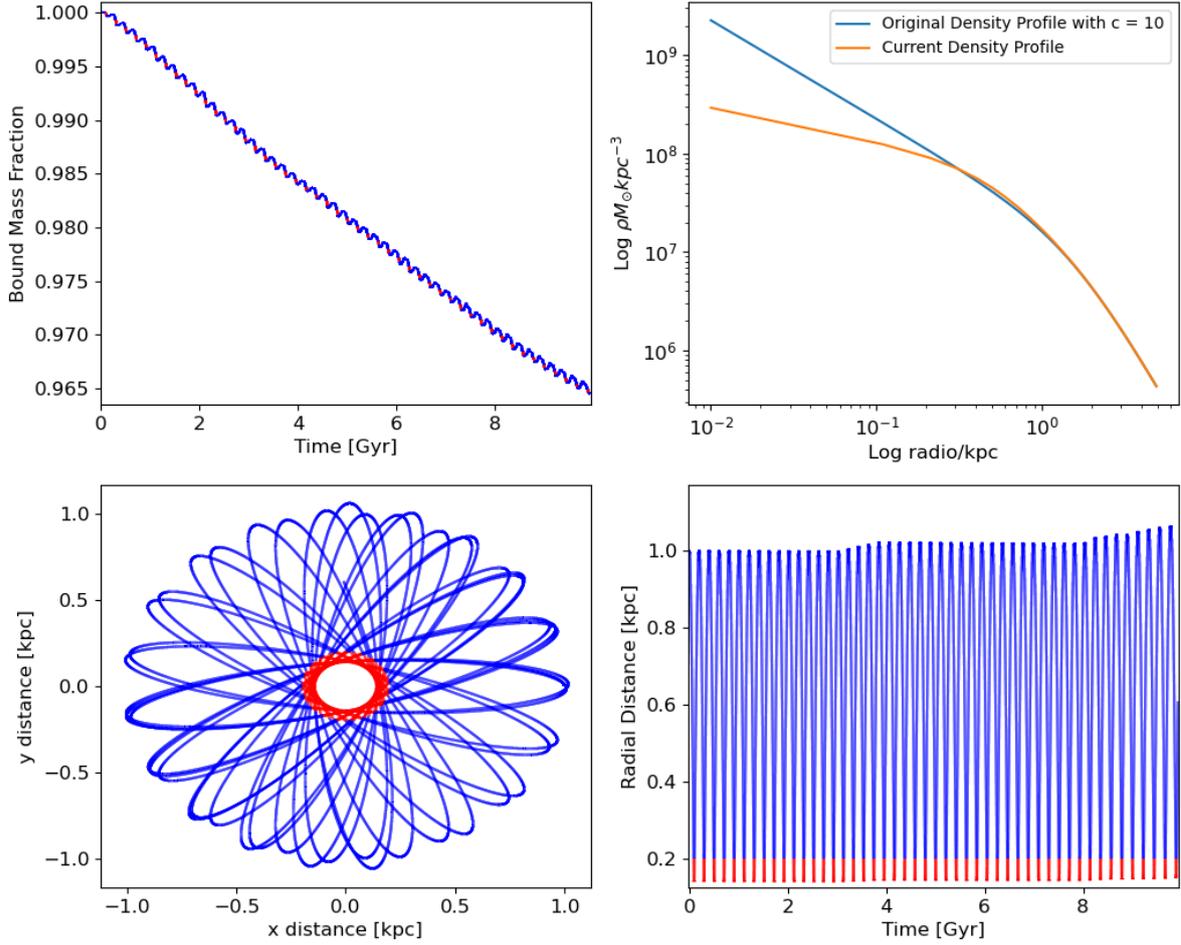


Figura 4.23: Gráficas de órbitas excéntricas con apocentro de 1 kpc y una excentricidad, $e = 0.9$, en la simulación NFW en corificación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_{\odot}$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc. La Figura superior izquierda muestra la fracción de las partículas ligadas del cúmulo globular de Sextans A. La Figura superior derecha presenta el perfil de densidad del halo de DM de Sextans A. En la Figura inferior izquierda se presenta la órbita que sigue el centro de masa del CG alrededor del halo de DM de Sextans A (cuyo centro se encuentra en $[0, 0]$ en la Figura). Finalmente en la Figura inferior derecha se presenta la distancia de acercamiento que tiene el centro de masa del CG hacia el centro del halo de DM de Sextans A.

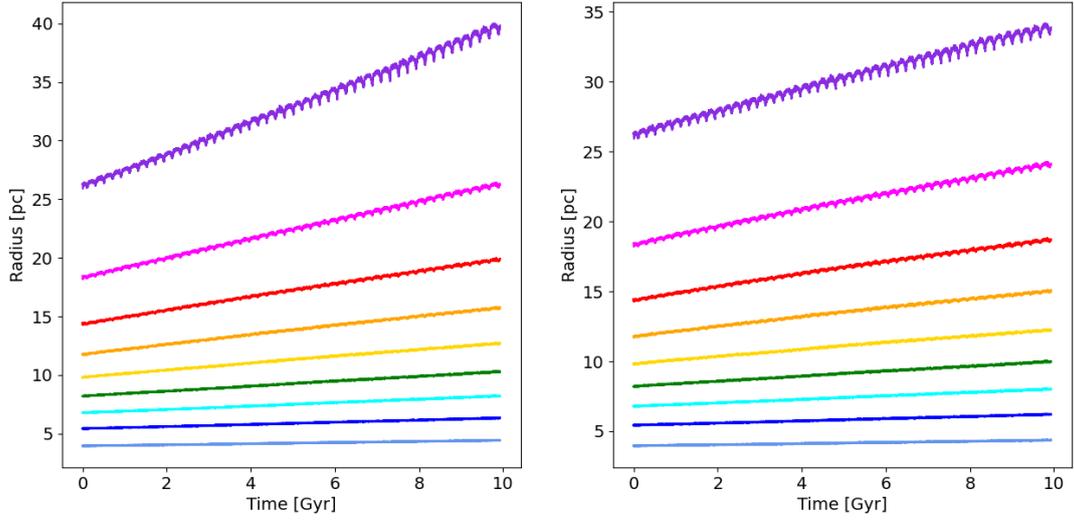


Figura 4.24: Gráficas de la simulación NFW en corifcación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) de los radios en los porcentajes de partículas en la simulación para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas. Cada panel muestra los radios de los volúmenes que contienen cierto porcentaje de partículas (panel izquierdo totales, panel derecho ligadas) del CG. Los colores, comenzando de abajo hacia arriba denotan la fracción ascendente de la masa empezando por 10 % y terminando en 90 %.

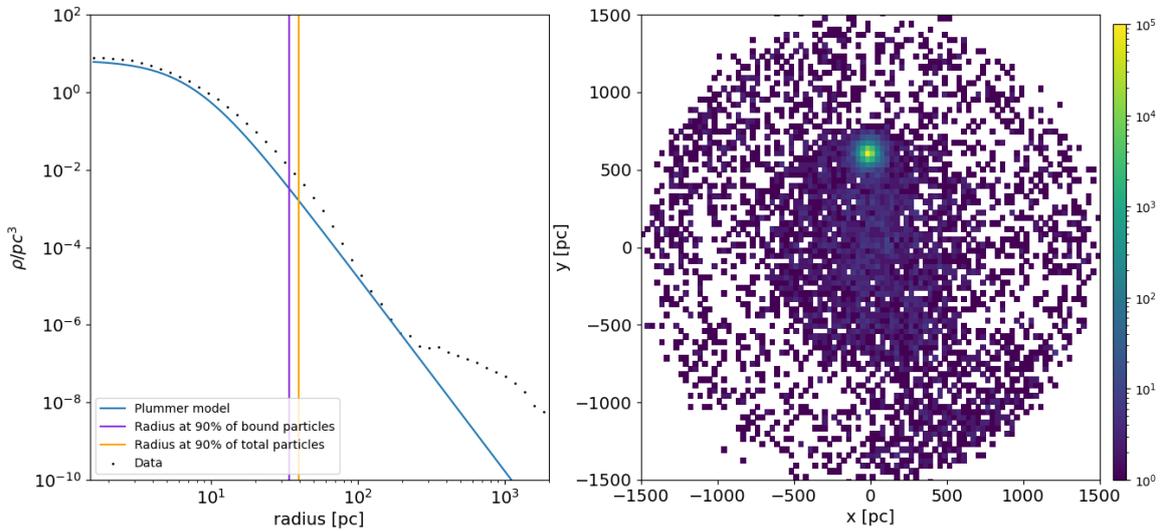


Figura 4.25: Gráficas de la simulación NFW en corifcación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas a un tiempo de 10 Gyr. El panel izquierdo muestra la distribución de densidad de las partículas (puntos negros) del CG y su perfil de densidad original tipo Plummer (línea azul), la línea morada representa el volumen de las partículas ligadas al 90 % y la línea amarilla representa el volumen de las partículas totales al 90 %. El panel derecho presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango (la barra de colores) que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

Capítulo 5

Discusión y Conclusiones

Los cúmulos globulares viejos son una herramienta poderosa debido a que estos permiten inferir algunas de las fases de formación estelar galácticas primordiales. Por otro lado, el estado dinámico de los CGs puede ser usado para inferir propiedades de la distribución de masa en sus galaxias anfitrionas. Tal es el caso que sugiere Cole et al. (2012), quien usando simulaciones de N-cuerpos estudió el decaimiento de las órbitas de satélites en halos de DM esféricos variando las velocidades orbitales de los CG. Cole et al. (2012) argumentó que la configuración presente del CG asociado a la enana esferoidal de Fornax, correspondería a un perfil de densidad de materia oscura tipo *Cusp* muy somero, sugiriendo que este pasó por un periodo de corificación, evidencia que da sustento a la resolución del problema *Core/Cusp* por aplanamiento de los perfiles de masa en los halos de DM de las galaxias.

Posteriormente Contenta et al. (2018) estudia la supervivencia de un CG solitario en Eridanus II usando simulaciones de N-cuerpos e incorpora el efecto de la evolución estelar, mareas externas y fricción dinámica. Demuestra que un perfil de DM tipo *Core* se reproduce el tamaño y la posición proyectada de su CG observado, cosa que solo puede suceder en un halo tipo *Cusp* si la distancia al centro de Eridanus II es mayor a > 1 kpc. Sus resultados le permiten concluir que el perfil de DM en Eridanus II fue posiblemente calentado por formación estelar. A pesar de que su trabajo no modela el proceso de corificación, si observa que la supervivencia del CG está ligada al tipo de halo, preferentemente en el caso de un tipo *Core* tal como el obtenemos después de la corificación en nuestro caso.

Usando simulaciones de N-cuerpos, Lora et al. (2013) estudia la supervivencia de CG con potenciales fijos, observó que CGs con masas $\sim 10^5 M_{\odot}$ orbitando el halo de DM de la galaxia Sextans con perfil tipo NFW y masa virial de $\sim 10^9 M_{\odot}$, se destruyen en tiempos menores a ~ 2 Gyr cuando sus orbitas, elípticas o semi-circulares, comienzan con semi-ejes mayores de hasta 0.4 kpc. Expandiendo de estos trabajos, implementamos en este un potencial cambiante en el tiempo de halo NFW a halo NFW corificante mediante formación estelar Read et al. (2016) y utilizamos parámetros observaciones para nuestro CG Beasley et al. (2019) en la galaxia Sextans A.

Sextans A es una galaxia enana cuya dinámica está dominada totalmente por el potencial del halo de materia oscura. Sextans A se encuentra localizada en los bordes del Grupo Local a una distancia de 1.432 ± 0.053 Mpc (Bellazzini et al., 2014), por lo que es uno de los pocos candidatos ideales para estudios de evolución secular, con pocas perturbaciones externas a su potencial, y en particular útil para estudiar los efectos de la corificación en un objeto del que se tienen observaciones de estructuras resueltas, tales como CGs.

Para modelar la corifación en Sextans A, usamos las características del cúmulo globular CG-1 (Beasley et al., 2019) como objeto de interacción estudiando su evolución temporal. Para los perfiles de los halos de DM usamos dos valores, la masa determinada por Bellazzini et al. (2014) y la masa propuesta en Sánchez-Salcedo & Lora (2022) e implementamos un potencial cambiante en el tiempo, siguiendo la prescripción de los modelos de Read et al. (2016) que usan el *feedback* estelar determinado por la historia de formación estelar que es estimada para Sextans A por Weisz et al. (2014).

Usamos el código de N-cuerpos **Superbox** (Fellhauer et al., 2000) para simular la interacción descrita anteriormente que explorará la corifación, enfocándonos en la evolución del CG y su posible destrucción. Dejamos que el sistema evolucione durante un periodo equivalente a 10 Gyr, que corresponde a más de la edad inferida del CG presente en dicha galaxia hasta llegar al tiempo presente.

Para explorar el efecto de la corifación, exploramos 8 configuraciones en las que variamos la masa del halo, el perfil del mismo y la órbita que describe el CG. Para las masas del halo usamos dos tipos, uno *grande* con masa de $10^{10}M_{\odot}$ y otro *chico* con masa de 10^9M_{\odot} . En estos dos tipos de halos sus perfiles de densidad pueden ser NFW fijo y NFW corifante. Finalmente para la órbita del CG tomamos los casos en que este tiene una órbita circular o semi-circular y una órbita con excentricidad de $e = 0.9$ aproximadamente.

Perfil del halo	NFW				NFW Corifante			
	<i>grande</i>		<i>chico</i>		<i>grande</i>		<i>chico</i>	
Tipo de halo								
Órbita del CG	Cir	Exc	Cir	Exc	Cir	Exc	Cir	Exc
% pérdida de masa del CG	6	35	5	30	3.5	6	2.5	3.5
Vueltas al centro del halo	36	8	27	3	8	3	1	3
Semi-órbitas completadas	0	77	0	105	106	132	68	95

Tabla 5.1: Tabla con que muestra la fracción ligada, el número de vueltas dadas y orbitas completadas hasta 9 Gyr de evolución de cada halo en las simulaciones. Los parámetros del tipo de halo (*grande* o *chico*) son descritos en la sección 3.4.2. En la fila de órbita, *cir* se refiere a orbitas circulares o semi circulares, mientras que *exc* se refiere a órbitas excéntricas. Llamamos semi-órbitas al movimiento (si esta presente) que hace el centro de masa en su trayectoria alrededor del centro del potencial del halo de Sextans A.

Encontramos que el caso más extremo del efecto de la corifación del halo ocurre en halos *grandes*, de masa $10^{10}M_{\odot}$ con radio de escala $R_s = 4$ kpc, parámetro de concentración $c = 14$, y órbita elíptica para el CG, la corifación produce un efecto significativo en la reducción de pérdida de partículas en comparación con el caso de un halo tipo NFW fijo, pasando de una pérdida del $\sim 35\%$ de masa para el caso de halo NFW fijo a una pérdida de solo $\sim 6\%$ para el caso en el que se incluye la corifación, lo que representa una diferencia del 29% de diferencia entre ambos casos (ver Tabla 5.1).

Para el caso de halos *chicos*, con masas de 10^9M_{\odot} , radio de escala $R_s = 1.56$ kpc y parámetro de concentración $c = 10$ con órbitas elípticas, seguimos observando la misma reducción de pérdida de masa al comparar el caso NFW fijo con una pérdida del 30% en contraste con el halo NFW corifante con una pérdida de solo el 3.5% , lo que corresponde una diferencia en pérdida de masa entre ambos casos del 26.5% .

Cuando observamos órbitas circulares o semi circulares encontramos que la diferencia de partículas en la fracción ligada entre halos NFW fijos y corificantes es del 2.5 % para halos *grandes* y del 2.5 % para halos *chicos*. Aunque para el caso de órbitas circulares la pérdida de partículas es baja, el proceso de corificación disminuye aún más la pérdida de partículas, reduciendo los valores a la mitad que para el caso no corificante.

Es importante hacer notar que las estrellas despojadas del CG por las fuerzas de marea forman estructuras tipo anillo y cascarón (Figura 6.1 a Figura 6.8), tal como son reportadas en estudios previos de sistemas similares al nuestro (Peñarrubia et al., 2009), lo que nos indica que este tipo de estructuras son prevalentes en procesos de perturbación y destrucción de subestructuras por fuerzas de marea similares a las que experimentan galaxias satélites engullidas por nuestra propia Galaxia.

Encontramos que para las características actuales de la galaxia de Sextans A y su cúmulo globular, la corificación es un proceso no despreciable que ayuda a la supervivencia de estas subestructuras. También encontramos que la corificación expande el CG en sus capas más externas y producen menos restos de mareas, resultados consistentes con Orkney et al. (2019).

El estudiar la evolución temporal, tanto de la estructura del CG como del perfil subyacente del halo de materia oscura de Sextans A, nos permite explorar la dependencia de nuestros resultados bajo diferentes configuraciones que nos facultan acotar los parámetros no directamente asequibles que describen la estructura observada de Sextans A, confirmando que los casos extremos presentados en este estudio son viables bajo la evidencia observacional al día de hoy.

Capítulo 6

Trabajo a futuro

Cuando estudiamos la corifación de Sextans A, fijamos los perfiles de densidad en dos tipos de halos de DM con potenciales tipo NFW fijo y NFW corificante. Un trabajo a futuro es explorar distintos perfiles de densidad de los halos de DM, ya sea que sean tipo NFW fijos triaxiales como los explorados por Peñarrubia et al. (2009), o halos de DM con diferente perfil, por ejemplo tipo Einasto (1965) entre otros. Un punto importante por explorar es ampliar el rango de valores que estos perfiles pueden adquirir, entre ellos la masa total, el radio de escala y el índice de concentración. En particular, el incrementar el valor del índice de concentración nos permitirá explorar casos más extremos en donde las fuerzas de marea experimentados por el CG sean mayores al centro y por tanto pueda incrementarse la tasa de pérdida de masa del mismo. Al mismo tiempo, se puede estudiar el efecto de un potencial más somero a grandes radios para el caso de un CG que orbite en las partes más externas de la galaxia.

De manera complementaria, cuando simulamos el CG fijamos su perfil de densidad a uno tipo Plummer (1911). La propuesta consiste en explorar otros perfiles de densidad, que permitiera estudiar el efecto del halo en CG más y menos densos, con la expectativa de que el efecto mayor se reflejara en aquellos CG con perfiles de densidad menos compactos.

En el caso particular explorado en esta tesis, la distancia inicial del CG al centro del potencial lo mantuvimos fijo a una distancia de 1 kpc. Como extensión a un caso más cercano a la distancia estimada a partir de las observaciones (Beasley et al., 2019), se propone estudiar el efecto de variar esta distancia.

Un paso adelante en el modelaje del halo de DM es sustituir el potencial analítico empleado por un halo *vivo* descrito por partículas que puedan reaccionar a la interacción con las partículas que conforman al CG, tal como es explorado en Peñarrubia et al. (2009); Contenta et al. (2018); Sánchez-Salcedo & Lora (2022), lo que permitiría involucrar los efectos de fricción dinámica (Chandrasekhar, 1943) propios de este tipo de experimentos numéricos.

Otro punto interesante a explorar es el efecto secundario que observamos de re-captura de estrellas, en el que las estrellas despojadas del CG son capturadas nuevamente por él al orbitar las regiones pobladas por estas estrellas. El caso es interesante dado que Mieske & Baumgardt (2007) concluía que la captura de estrellas de campo por CG es poco probable y en caso de ocurrir la captura es de un número ínfimo de estrellas. Sin embargo, debido a que en nuestro estudio las estrellas provienen del mismo CG, las velocidades espaciales de las estrellas despojadas y del CG deben ser similares, lo que en principio podría incrementar el éxito de esta re-captura, ameritando así un análisis más detallado.

A pesar de las ventajas que Sextans A nos provee, la detección del CG es marginal, lo que hace complicado resolver estrellas individuales para poder hacer una comparación directa con nuestros resultados, en especial con las estructuras formadas con las estrellas despojadas del CG, similares a las reportadas por Peñarrubia et al. (2009). Nuestro trabajo podría permitirnos establecer límites en la sensibilidad necesaria para la detección de este tipo de estructuras en Sextans A o galaxias similares en el Grupo Local con telescopios de última generación tales como el James Webb Space Telescope o en un futuro el Thirty Meter Telescope.

Bibliografía

- Adams, J. J., Gebhardt, K., Blanc, G. A., Fabricius, M. H., Hill, G. J., Murphy, J. D., van den Bosch, R. C. E., & van de Ven, G. (2012). THE CENTRAL DARK MATTER DISTRIBUTION OF NGC 2976. *The Astrophysical Journal*, 745(1), 92.
- Adams, J. J., Simon, J. D., Fabricius, M. H., van den Bosch, R. C. E., Barentine, J. C., Bender, R., Gebhardt, K., Hill, G. J., Murphy, J. D., Swaters, R. A., & et al. (2014). Dwarf galaxy dark matter density profiles inferred from stellar and gas kinematics. *The Astrophysical Journal*, 789(1), 63.
- Agertz, O., Teyssier, R., & Moore, B. (2009). Disc formation and the origin of clumpy galaxies at high redshift. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 397(1), L64–L68.
- Amorisco, N. C. (2017). Deadly Dark Matter Cusps versus Faint and Extended Star Clusters: Eridanus II and Andromeda XXV. *ApJ*, 844(1), 64.
- Aumer, M., Burkert, A., Johansson, P. H., & Genzel, R. (2010). The structure of gravitationally unstable gas-rich disk galaxies. *The Astrophysical Journal*, 719(2), 1230–1243.
- Barnes, J. & Hut, P. (1986). A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm. *Nature*, 324(6096), 446–449.
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., Irwin, M., Parisi, P., Hill, V., & Jablonka, P. (2011). Study of the Sextans dwarf spheroidal galaxy from the DART Ca ii triplet survey*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411(2), 1013–1034.
- Baumgardt, H. & Makino, J. (2003). Dynamical evolution of star clusters in tidal fields. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340(1), 227–246.
- Beasley, M. A., Leaman, R., Gallart, C., Larsen, S. S., Battaglia, G., Monelli, M., & Pedreros, M. H. (2019). An old, metal-poor globular cluster in Sextans A and the metallicity floor of globular cluster systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(2), 1986–1993.
- Bellazzini, M., Beccari, G., Fraternali, F., Oosterloo, T. A., Sollima, A., Testa, V., Galleti, S., Perina, S., Faccini, M., & Cusano, F. (2014). The extended structure of the dwarf irregular galaxies sextans a and sextans b. *Astronomy Astrophysics*, 566, A44.
- Bergh, S. (2000). *Properties of the Local Group*, (pp. 279–288). Cambridge Astrophysics. Cambridge University Press.
- Bien R., Fuchs B., W. (1991). : (pp. 228–3).
- Blais-Ouellette, S., Amram, P., & Carignan, C. (2001). Accurate determination of the mass distribution in spiral galaxies. ii. testing the shape of dark halos. *The Astronomical Journal*, 121(4), 1952–1964.

- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. R. (1986). Contraction of Dark Matter Galactic Halos Due to Baryonic Infall. *ApJ*, 301, 27.
- Bournaud, F., Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. (2007). Rapid Formation of Exponential Disks and Bulges at High Redshift from the Dynamical Evolution of Clump-Cluster and Chain Galaxies. *ApJ*, 670(1), 237–248.
- Boyer, M. L., McQuinn, K. B. W., Barmby, P., Bonanos, A. Z., Gehrz, R. D., Gordon, K. D., Groenewegen, M. A. T., Lagadec, E., Lennon, D., Marengo, M., McDonald, I., Meixner, M., Skillman, E., Sloan, G. C., Sonneborn, G., van Loon, J. T., & Zijlstra, A. (2015). An Infrared Census of DUST in Nearby Galaxies with Spitzer (DUSTiNGS). II. Discovery of Metal-poor Dusty AGB Stars. *ApJ*, 800(1), 51.
- Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S., & Kaplinghat, M. (2011). Too big to fail? the puzzling darkness of massive milky way subhaloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 415(1), L40–L44.
- Breddels, M. A., Helmi, A., van den Bosch, R. C. E., van de Ven, G., & Battaglia, G. (2013). Orbit-based dynamical models of the sculptor dsph galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433(4), 3173–3189.
- Burkert, A. (1995). The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies. *ApJL*, 447, L25–L28.
- Cai, M. X., Gieles, M., Heggie, D. C., & Varri, A. L. (2015). Evolution of star clusters on eccentric orbits. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455(1), 596–602.
- Camacho, I., Garcia, M., Herrero, A., & Simón-Díaz, S. (2016). OB stars at the lowest Local Group metallicity. GTC-OSIRIS observations of Sextans A. *A&A*, 585, A82.
- Cappellari, M. & Emsellem, E. (2004). Parametric Recovery of Line-of-Sight Velocity Distributions from Absorption-Line Spectra of Galaxies via Penalized Likelihood. *PASP*, 116(816), 138–147.
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. (1996). *An Introduction to Modern Astrophysics*.
- Ceverino, D., Dekel, A., & Bournaud, F. (2010). High-redshift clumpy discs and bulges in cosmological simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Ceverino, D., Dekel, A., Mandelker, N., Bournaud, F., Burkert, A., Genzel, R., & Primack, J. (2012). Rotational support of giant clumps in high-z disc galaxies. *MNRAS*, 420(4), 3490–3520.
- Chandrasekhar, S. (1943). Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction. *ApJ*, 97, 255.
- Choi, E., Ostriker, J. P., Naab, T., Oser, L., & Moster, B. P. (2015). The impact of mechanical AGN feedback on the formation of massive early-type galaxies. *MNRAS*, 449(4), 4105–4116.
- Cole, D. R., Dehnen, W., Read, J. I., & Wilkinson, M. I. (2012). The mass distribution of the Fornax dSph: constraints from its globular cluster distribution. *MNRAS*, 426(1), 601–613.
- Cole, D. R., Dehnen, W., & Wilkinson, M. I. (2011). Weakening dark matter cusps by clumpy baryonic infall. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416(2), 1118–1134.

- Colin, P., Avila-Reese, V., & Valenzuela, O. (2000). Substructure and halo density profiles in a warm dark matter cosmology. *The Astrophysical Journal*, 542(2), 622–630.
- Contenta, F., Balbinot, E., Petts, J. A., Read, J. I., Gieles, M., Collins, M. L., Peñarrubia, J., Delorme, M., & Gualandris, A. (2018). Probing dark matter with star clusters: A dark matter core in the ultra-faint dwarf Eridanus II. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 476(3), 3124–3136.
- Crain, R. A., Schaye, J., Bower, R. G., Furlong, M., Schaller, M., Theuns, T., Dalla Vecchia, C., Frenk, C. S., McCarthy, I. G., Helly, J. C., Jenkins, A., Rosas-Guevara, Y. M., White, S. D. M., & Trayford, J. W. (2015). The EAGLE simulations of galaxy formation: calibration of subgrid physics and model variations. *MNRAS*, 450(2), 1937–1961.
- Davé, R., Dubinski, J., & Hernquist, L. (1997). Parallel TreeSPH. *New Astronomy*, 2(3), 277–297.
- de Blok, W. J. G. & Bosma, A. (2002). High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies. *A&A*, 385, 816–846.
- de Naray, R. K., McGaugh, S. S., & de Blok, W. J. G. (2008). Mass models for low surface brightness galaxies with high-resolution optical velocity fields. *The Astrophysical Journal*, 676(2), 920–943.
- Del Popolo, A. (2009). The cusp/core problem and the secondary infall model. *The Astrophysical Journal*, 698(2), 2093–2113.
- Del Popolo, A. (2016). On the dark matter haloes inner structure and galaxy morphology. *Astrophysics and Space Science*, 361(7).
- Del Popolo, A. & Cardone, V. F. (2012). Statistical properties of the dark matter haloes of dwarf galaxies and correlations with the environment. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 423, 1060.
- Del Popolo, A. & Le Delliou, M. (2017). Small Scale Problems of the Λ CDM Model: A Short Review. *Galaxies*, 5(1), 17.
- Del Popolo, A. & Pace, F. (2016). The Cusp/Core problem: supernovae feedback versus the baryonic clumps and dynamical friction model. , 361(5), 162.
- Di Cintio, A., Brook, C., Dutton, A., Macciò, A., Stinson, G., & Knebe, A. (2014). A mass-dependent density profile for dark matter haloes including the influence of galaxy formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441(4), 2986–2995.
- Di Cintio, A. & Lelli, F. (2016). The mass discrepancy acceleration relation in a Λ CDM context. *MNRAS*, 456(1), L127–L131.
- Dohm-Palmer, R. C., Skillman, E. D., Mateo, M., Saha, A., Dolphin, A., Tolstoy, E., Gallagher, J. S., & Cole, A. A. (2002). Deep Hubble Space Telescope Imaging of Sextans A. I. The Spatially Resolved Recent Star Formation History. *AJ*, 123(2), 813–831.
- Dolphin, A. E. (2002). Numerical methods of star formation history measurement and applications to seven dwarf spheroidals. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 332(1), 91–108.

- Dolphin, A. E., Saha, A., Skillman, E. D., Dohm-Palmer, R. C., Tolstoy, E., Cole, A. A., Gallagher, J. S., Hoessel, J. G., & Mateo, M. (2003). Deep [ITAL]hubble space telescope[/ITAL] imaging of sextans a. II. cepheids and distance. *The Astronomical Journal*, 125(3), 1261–1290.
- Donnarumma, A., Etori, S., Meneghetti, M., Gavazzi, R., Fort, B., Moscardini, L., Romano, A., Fu, L., Giordano, F., Radovich, M., & et al. (2011). Abell 611. *Astronomy Astrophysics*, 528, A73.
- Einasto, J. (1965). On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters. *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5, 87–100.
- El-Zant, A. A., Freundlich, J., & Combes, F. (2016). From cusps to cores: a stochastic model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461(2), 1745–1759.
- El-Zant, A. A., Hoffman, Y., Primack, J., Combes, F., & Shlosman, I. (2004). Flat-cored dark matter in cuspy clusters of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 607(2), L75–L78.
- El-Zant, A., Shlosman, I., & Hoffman, Y. (2001). Dark halos: The flattening of the density cusp by dynamical friction. *The Astrophysical Journal*, 560(2), 636–643.
- Fattahi, A., Navarro, J. F., Sawala, T., Frenk, C. S., Oman, K. A., Crain, R. A., Furlong, M., Schaller, M., Schaye, J., Theuns, T., & et al. (2016). The apostle project: Local group kinematic mass constraints and simulation candidate selection. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457(1), 844–856.
- Fellhauer, M., Kroupa, P., Baumgardt, H., Bien, R., Boily, C., Spurzem, R., & Wassmer, N. (2000). Superbox – an efficient code for collisionless galactic dynamics. *New Astronomy*, 5(6), 305–326.
- Flores, R. A. & Primack, J. R. (1994). Observational and theoretical constraints on singular dark matter halos. *The Astrophysical Journal*, 427, L1.
- Freundlich, J., Dekel, A., Jiang, F., Ishai, G., Cornuault, N., Lapiner, S., Dutton, A. A., & Macciò, A. V. (2019). A model for core formation in dark matter haloes and ultra-diffuse galaxies by outflow episodes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 491(3), 4523–4542.
- Garcia, M., Herrero, A., Najarro, F., Camacho, I., & Lorenzo, M. (2019). Ongoing star formation at the outskirts of sextans a: Spectroscopic detection of early-o type stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Gentile, G., Salucci, P., Klein, U., Vergani, D., & Kalberla, P. (2004). The cored distribution of dark matter in spiral galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351(3), 903–922.
- Girardi, L., Williams, B. F., Gilbert, K. M., Rosenfield, P., Dalcanton, J. J., Marigo, P., Boyer, M. L., Dolphin, A., Weisz, D. R., Melbourne, J., Olsen, K. A. G., Seth, A. C., & Skillman, E. (2010). The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury. IX. Constraining Asymptotic Giant Branch Evolution with Old Metal-poor Galaxies. *ApJ*, 724(2), 1030–1043.
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D. (2004). Response of dark matter halos to condensation of baryons: Cosmological simulations and improved adiabatic contraction model. *The Astrophysical Journal*, 616(1), 16–26.

- Gnedin, O. Y. & Zhao, H. (2002). Maximum feedback and dark matter profiles of dwarf galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 333(2), 299–306.
- Goerdt, T., Moore, B., Read, J. I., & Stadel, J. (2010). CORE CREATION IN GALAXIES AND HALOS VIA SINKING MASSIVE OBJECTS. *The Astrophysical Journal*, 725(2), 1707–1716.
- Governato, F., Brook, C., Mayer, L., Brooks, A., Rhee, G., Wadsley, J., Jonsson, P., Willman, B., Stinson, G., Quinn, T., & Madau, P. (2010). Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows. *Nature*, 463(7278), 203–206.
- Harris, W. E. (1999). Globular cluster systems: formation models and case studies. In *Globular Clusters* (pp. 325–355).
- Hayashi, E., Navarro, J. F., Power, C., Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., Springel, V., Stadel, J., & Quinn, T. R. (2004). The inner structure of Λ CDM haloes - II. Halo mass profiles and low surface brightness galaxy rotation curves. *MNRAS*, 355(3), 794–812.
- Hubble, E. P. (1925). NGC 6822, a remote stellar system. *ApJ*, 62, 409–433.
- Hubble, E. P. (1926). Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64, 321–369.
- Immeli, A., Samland, M., Gerhard, O., & Westera, P. (2003). Gas physics, disk fragmentation, and bulge formation in young galaxies. *Astronomy Astrophysics*, 413(2), 547–561.
- Immeli, A., Samland, M., Westera, P., & Gerhard, O. (2004). Subgalactic Clumps at High Redshift: A Fragmentation Origin? *ApJ*, 611(1), 20–25.
- Inoue, S. & Saitoh, T. R. (2011). Cores and revived cusps of dark matter haloes in disc galaxy formation through clump clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418(4), 2527–2531.
- Jardel, J. R., Gebhardt, K., Fabricius, M., Drory, N., & Williams, M. J. (2013). Measuring dark matter profiles non-parametrically in dwarf spheroidals: An application to draco. *The Astrophysical Journal*, 763, 91.
- Jones, O. C., Maclay, M. T., Boyer, M. L., Meixner, M., McDonald, I., & Meskhidze, H. (2018). Near-infrared stellar populations in the metal-poor, dwarf irregular galaxies sextans a and leo a. *The Astrophysical Journal*, 854(2), 117.
- Katz, N. & White, S. D. M. (1993). Hierarchical Galaxy Formation: Overmerging and the Formation of an X-Ray Cluster. *ApJ*, 412, 455.
- Koribalski, B. S., Staveley-Smith, L., Kilborn, V. A., Ryder, S. D., Kraan-Korteweg, R. C., Ryan-Weber, E. V., Ekers, R. D., Jerjen, H., Henning, P. A., Putman, M. E., Zwaan, M. A., de Blok, W. J. G., Calabretta, M. R., Disney, M. J., Minchin, R. F., Bhathal, R., Boyce, P. J., Drinkwater, M. J., Freeman, K. C., Gibson, B. K., Green, A. J., Haynes, R. F., Juraszek, S., Kesteven, M. J., Knezek, P. M., Mader, S., Marquarding, M., Meyer, M., Mould, J. R., Oosterloo, T., O’Brien, J., Price, R. M., Sadler, E. M., Schröder, A., Stewart, I. M., Stootman, F., Waugh, M., Warren, B. E., Webster, R. L., & Wright, A. E. (2004). The 1000 Brightest HIPASS Galaxies: H I Properties. *AJ*, 128(1), 16–46.
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Khokhlov, A. M. (1997). Adaptive Refinement Tree: A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations. *ApJS*, 111(1), 73–94.

- Kroupa, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322(2), 231–246.
- Krumholz, M. R. & Dekel, A. (2010). Survival of star-forming giant clumps in high-redshift galaxies. *MNRAS*, 406(1), 112–120.
- Laporte, C. F. P. & Peñarrubia, J. (2015). Under the sword of damocles: plausible regeneration of dark matter cusps at the smallest galactic scales. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 449(1), L90–L94.
- Laporte, C. F. P. & White, S. D. M. (2015). The redistribution of matter in the cores of galaxy clusters. *MNRAS*, 451(2), 1177–1189.
- Larsen, S. S. (1999). Young massive star clusters in nearby galaxies. II. Software tools, data reductions and cluster sizes. *A&AS*, 139, 393–415.
- Lelli, F., McGaugh, S. S., & Schombert, J. M. (2015). The small scatter of the baryonic tully–fisher relation. *The Astrophysical Journal*, 816(1), L14.
- Lokas, E. L. & Mamon, G. A. (2001). Properties of spherical galaxies and clusters with an nfw density profile. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321(1), 155–166.
- Longair, M. (2008). *Galaxy Formation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Lora, V., Grebel, E. K., Sánchez-Salcedo, F. J., & Just, A. (2013). Sextans’ Cold Substructures as a Dynamical Judge: Core, Cusp, or MOND? *ApJ*, 777(1), 65.
- Lora, V., Just, A., Sánchez-Salcedo, F. J., & Grebel, E. K. (2012). Dark Matter Subhalos in the Ursa Minor Dwarf Galaxy. *ApJ*, 757(1), 87.
- Magrini, L., Leisy, P., Corradi, R. L. M., Perinotto, M., Mampaso, A., & Vílchez, J. M. (2005). The chemistry of planetary nebulae and HII regions in the dwarf galaxies Sextans A and B from deep VLT spectra. *A&A*, 443(1), 115–132.
- Marinacci, F., Pakmor, R., & Springel, V. (2014). The formation of disc galaxies in high-resolution moving-mesh cosmological simulations. *MNRAS*, 437(2), 1750–1775.
- Mashchenko, S., Couchman, H. M. P., & Wadsley, J. (2006). The removal of cusps from galaxy centres by stellar feedback in the early Universe. *Nature*, 442(7102), 539–542.
- Mashchenko, S., Wadsley, J., & Couchman, H. M. P. (2008). Stellar feedback in dwarf galaxy formation. *Science*, 319(5860), 174–177.
- Massey, P., Olsen, K. A. G., Hodge, P. W., Jacoby, G. H., McNeill, R. T., Smith, R. C., & Strong, S. B. (2007). A Survey of Local Group Galaxies Currently Forming Stars. II. UBVRI Photometry of Stars in Seven Dwarfs and a Comparison of the Entire Sample. *AJ*, 133(5), 2393–2417.
- McGaugh, S. S. & de Blok, W. J. G. (1998). Testing the dark matter hypothesis with low surface brightness galaxies and other evidence. *The Astrophysical Journal*, 499(1), 41–65.
- McQuinn, K. B. W., Boyer, M. L., Mitchell, M. B., Skillman, E. D., Gehrz, R. D., Groenewegen, M. A. T., McDonald, I., Sloan, G. C., van Loon, J. T., Whitelock, P. A., & Zijlstra, A. A. (2017). DUSTINGS. III. Distribution of Intermediate-age and Old Stellar Populations in Disks and Outer Extremities of Dwarf Galaxies. *ApJ*, 834(1), 78.

- Merritt, D. & Tremblay, B. (1994). NonParametric Estimation of Density Profiles. *AJ*, 108, 514.
- Mieske, S. & Baumgardt, H. (2007). On the efficiency of field star capture by star clusters. *A&A*, 475(3), 851–857.
- Milgrom, M. (1983). A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies. *ApJ*, 270, 371–383.
- Moore, B. (1994). Evidence against dissipation-less dark matter from observations of galaxy haloes. *Nature*, 370(6491), 629–631.
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. (1999). Cold collapse and the core catastrophe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 310(4), 1147–1152.
- Navarro, J. F. (1996). The structure of cold dark matter halos. *Symposium - International Astronomical Union*, 171, 255–258.
- Navarro, J. F., Eke, V. R., & Frenk, C. S. (1996). The cores of dwarf galaxy haloes. *MNRAS*, 283(3), L72–L78.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. (1997). A universal density profile from hierarchical clustering. *The Astrophysical Journal*, 490(2), 493–508.
- Navarro, J. F. & Steinmetz, M. (2000). The core density of dark matter halos: A critical challenge to the cdm paradigm? *The Astrophysical Journal*, 528(2), 607–611.
- Newman, A. B., Treu, T., Ellis, R. S., & Sand, D. J. (2013). The Density Profiles of Massive, Relaxed Galaxy Clusters. II. Separating Luminous and Dark Matter in Cluster Cores. *ApJ*, 765(1), 25.
- Nipoti, C. & Binney, J. (2014). Early flattening of dark matter cusps in dwarf spheroidal galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446(2), 1820–1828.
- Noguchi, M. (1998). Clumpy star-forming regions as the origin of the peculiar morphology of high-redshift galaxies. *Nature*, 392(6673), 253–256.
- Noguchi, M. (1999). Early Evolution of Disk Galaxies: Formation of Bulges in Clumpy Young Galactic Disks. *ApJ*, 514(1), 77–95.
- Oh, S.-H., Brook, C., Governato, F., Brinks, E., Mayer, L., de Blok, W. J. G., Brooks, A., & Walter, F. (2011a). THE CENTRAL SLOPE OF DARK MATTER CORES IN DWARF GALAXIES: SIMULATIONS VERSUS THINGS. *The Astronomical Journal*, 142(1), 24.
- Oh, S.-H., de Blok, W. J. G., Brinks, E., Walter, F., & Kennicutt, R. C. (2011b). DARK AND LUMINOUS MATTER IN THINGS DWARF GALAXIES. *The Astronomical Journal*, 141(6), 193.
- Oh, S.-H., Hunter, D. A., Brinks, E., Elmegreen, B. G., Schrubba, A., Walter, F., Rupen, M. P., Young, L. M., Simpson, C. E., Johnson, M. C., Herrmann, K. A., Ficut-Vicas, D., Cigan, P., Heesen, V., Ashley, T., & Zhang, H.-X. (2015). HIGH-RESOLUTION MASS MODELS OF DWARF GALAXIES FROM LITTLE THINGS. *The Astronomical Journal*, 149(6), 180.

- Oman, K. A., Navarro, J. F., Fattahi, A., Frenk, C. S., Sawala, T., White, S. D. M., Bower, R., Crain, R. A., Furlong, M., Schaller, M., Schaye, J., & Theuns, T. (2015). The unexpected diversity of dwarf galaxy rotation curves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452(4), 3650–3665.
- Oort, J. H. (1932). The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. , 6, 249.
- Orkney, M. D. A., Read, J. I., Petts, J. A., & Gieles, M. (2019). Globular clusters as probes of dark matter cusp-core transformations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 488(3), 2977–2988.
- Oñorbe, J., Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S., Hopkins, P. F., Kereš, D., Faucher-Giguère, C.-A., Quataert, E., & Murray, N. (2015). Forged in fire: cusps, cores and baryons in low-mass dwarf galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454(2), 2092–2106.
- Papastergis, E., Giovanelli, R., Haynes, M. P., & Shankar, F. (2015). Is there a “too big to fail” problem in the field? *Astronomy Astrophysics*, 574, A113.
- Pearce, F. R. & Couchman, H. M. P. (1997). Hydra: a parallel adaptive grid code. *New Astron.*, 2, 411.
- Pedreros, M. H. & Gallart, C. (2002). A Search for Star Clusters in Dwarf Galaxies of the Local Group: dwarf Irregulars Sextans A and Sextans B. In J. J. Claria, D. Garcia Lambas, & H. Levato (Eds.), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 14 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* (pp. 73–73).
- Peirani, S., Dubois, Y., Volonteri, M., Devriendt, J., Bundy, K., Silk, J., Pichon, C., Kaviraj, S., Gavazzi, R., & Habouzit, M. (2017). Density profile of dark matter haloes and galaxies in the horizon–agn simulation: the impact of AGN feedback. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472(2), 2153–2169.
- Peñarrubia, J., Walker, M. G., & Gilmore, G. (2009). Tidal disruption of globular clusters in dwarf galaxies with triaxial dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 399(3), 1275–1292.
- Pillepich, A., Springel, V., Nelson, D., Genel, S., Naiman, J., Pakmor, R., Hernquist, L., Torrey, P., Vogelsberger, M., Weinberger, R., & Marinacci, F. (2017). Simulating galaxy formation with the IllustrisTNG model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(3), 4077–4106.
- Plummer, H. C. (1911). On the problem of distribution in globular star clusters. *MNRAS*, 71, 460–470.
- Pontzen, A. & Governato, F. (2012). How supernova feedback turns dark matter cusps into cores. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421(4), 3464–3471.
- Popolo, A. D., Lima, J., Fabris, J. C., & Rodrigues, D. C. (2014). A unified solution to the small scale problems of the cdm model. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(04), 021–021.
- Read, J. I., Agertz, O., & Collins, M. L. M. (2016). Dark matter cores all the way down. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459(3), 2573–2590.

- Read, J. I. & Gilmore, G. (2005). Mass loss from dwarf spheroidal galaxies: the origins of shallow dark matter cores and exponential surface brightness profiles. *MNRAS*, 356(1), 107–124.
- Romano-Díaz, E., Shlosman, I., Hoffman, Y., & Heller, C. (2008). Erasing dark matter cusps in cosmological galactic halos with baryons. *The Astrophysical Journal*, 685(2), L105–L108.
- Rubin, V. C. (1983). The Rotation of Spiral Galaxies. *Science*, 220(4604), 1339–1344.
- Salucci, P., Lapi, A., Tonini, C., Gentile, G., Yegorova, I., & Klein, U. (2007). The universal rotation curve of spiral galaxies - ii. the dark matter distribution out to the virial radius. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378(1), 41–47.
- Sánchez-Salcedo, F. J. & Lora, V. (2022). The spatial distribution of globular clusters in dwarf spheroidal galaxies and the timing problem. *MNRAS*, 511(2), 1860–1876.
- Sand, D. J., Treu, T., & Ellis, R. S. (2002). The dark matter density profile of the lensing cluster ms 213723: A test of the cold dark matter paradigm. *The Astrophysical Journal*, 574(2), L129–L133.
- Sawala, T., Frenk, C. S., Fattahi, A., Navarro, J. F., Bower, R. G., Crain, R. A., Dalla Vecchia, C., Furlong, M., Helly, J. C., Jenkins, A., Oman, K. A., Schaller, M., Schaye, J., Theuns, T., Trayford, J., & White, S. D. M. (2014). Local Group galaxies emerge from the dark. *arXiv e-prints*, (pp. arXiv:1412.2748).
- Schwarzschild, M. (1979). A numerical model for a triaxial stellar system in dynamical equilibrium. *ApJ*, 232, 236–247.
- Sellwood, J. A. (2008). Bar-Halo Friction in Galaxies. III. Halo Density Changes. *ApJ*, 679(1), 379–396.
- Sérsic, J. L. (1963). Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 6, 41–43.
- Simon, J. D., Bolatto, A. D., Leroy, A., & Blitz, L. (2003). High-resolution measurements of the dark matter halo of ngc 2976: Evidence for a shallow density profile. *The Astrophysical Journal*, 596(2), 957–981.
- Simon, J. D., Bolatto, A. D., Leroy, A., Blitz, L., & Gates, E. L. (2005). High-resolution measurements of the halos of four dark matter-dominated galaxies: Deviations from a universal density profile. *The Astrophysical Journal*, 621(2), 757–776.
- Sofue, Y. & Rubin, V. (2001). Rotation curves of spiral galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39(1), 137–174.
- Spano, M., Marcelin, M., Amram, P., Carignan, C., Epinat, B., & Hernandez, O. (2007). GHASP: an H kinematic survey of spiral and irregular galaxies – V. Dark matter distribution in 36 nearby spiral galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383(1), 297–316.
- Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., Ludlow, A., Jenkins, A., Helmi, A., Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. (2008). The aquarius project: the subhaloes of galactic haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 391(4), 1685–1711.

- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., & Pearce, F. (2005). Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435(7042), 629–636.
- Stadel, J., Potter, D., Moore, B., Diemand, J., Madau, P., Zemp, M., Kuhlen, M., & Quilis, V. (2009). Quantifying the heart of darkness with GHALO – a multibillion particle simulation of a galactic halo. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 398(1), L21–L25.
- Teyssier, R. (2002). Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *A&A*, 385, 337–364.
- Teyssier, R., Pontzen, A., Dubois, Y., & Read, J. I. (2013). Cusp-core transformations in dwarf galaxies: observational predictions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429(4), 3068–3078.
- Trujillo-Gomez, S., Klypin, A., Colín, P., Ceverino, D., Arraki, K. S., & Primack, J. (2015). Low-mass galaxy assembly in simulations: regulation of early star formation by radiation from massive stars. *MNRAS*, 446(2), 1140–1162.
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. (1977). Reprint of 1977A&A....54..661T. A new method of determining distance to galaxies. *A&A*, 500, 105–117.
- van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., & Sancisi, R. (1985). Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. *ApJ*, 295, 305–313.
- van den Bergh, S. (2000). *The Galaxies of the Local Group*.
- van den Bosch, F. C. & Swaters, R. A. (2001). Dwarf galaxy rotation curves and the core problem of dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 325(3), 1017–1038.
- van den Bosch, R. C. E., van de Ven, G., Verolme, E. K., Cappellari, M., & de Zeeuw, P. T. (2008). Triaxial orbit based galaxy models with an application to the (apparent) decoupled core galaxy NGC 4365. *MNRAS*, 385(2), 647–666.
- Vazdekis, A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., Cenarro, A. J., Beasley, M. A., Cardiel, N., Gorgas, J., & Peletier, R. F. (2010). Evolutionary stellar population synthesis with MILES - I. The base models and a new line index system. *MNRAS*, 404(4), 1639–1671.
- Villumsen, J. V. (1989). A New Hierarchical Particle-Mesh Code for Very Large Scale Cosmological N-Body Simulations. *ApJS*, 71, 407.
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., Torrey, P., Sijacki, D., Xu, D., Snyder, G., Bird, S., Nelson, D., & Hernquist, L. (2014). Properties of galaxies reproduced by a hydrodynamic simulation. *Nature*, 509(7499), 177–182.
- Wadsley, J., Stadel, J., & Quinn, T. (2004). Gasoline: A flexible, parallel implementation of treesph. *New Astronomy*, 9, 137–158.
- Walker, M. G. & Peñarrubia, J. (2011). A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJ*, 742(1), 20.
- Weidner, C., Kroupa, P., Pflamm-Altenburg, J., & Vazdekis, A. (2013). The galaxy-wide initial mass function of dwarf late-type to massive early-type galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(4), 3309–3320.

- Weisz, D. R., Dalcanton, J. J., Williams, B. F., Gilbert, K. M., Skillman, E. D., Seth, A. C., Dolphin, A. E., McQuinn, K. B. W., Gogarten, S. M., Holtzman, J., Rosema, K., Cole, A., Karachentsev, I. D., & Zaritsky, D. (2011). THE ACS NEARBY GALAXY SURVEY TREASURY. VIII. THE GLOBAL STAR FORMATION HISTORIES OF 60 DWARF GALAXIES IN THE LOCAL VOLUME. *The Astrophysical Journal*, 739(1), 5.
- Weisz, D. R., Dolphin, A. E., Skillman, E. D., Holtzman, J., Gilbert, K. M., Dalcanton, J. J., & Williams, B. F. (2014). The star formation histories of local group dwarf galaxies. i.hubble space telescope/wide field planetary camera 2 observations. *The Astrophysical Journal*, 789(2), 147.
- ZEMP, M. (2009). The structure of cold dark matter halos: Recent insights from high resolution simulations. *Modern Physics Letters A*, 24(29), 2291–2305.
- Zolotov, A., Brooks, A. M., Willman, B., Governato, F., Pontzen, A., Christensen, C., Dekel, A., Quinn, T., Shen, S., & Wadsley, J. (2012). Baryons matter: Why luminous satellite galaxies have reduced central masses. *The Astrophysical Journal*, 761(1), 71.
- Zwicky, F. (1942). On the Large Scale Distribution of Matter in the Universe. *Physical Review*, 61(7-8), 489–503.

Apéndice

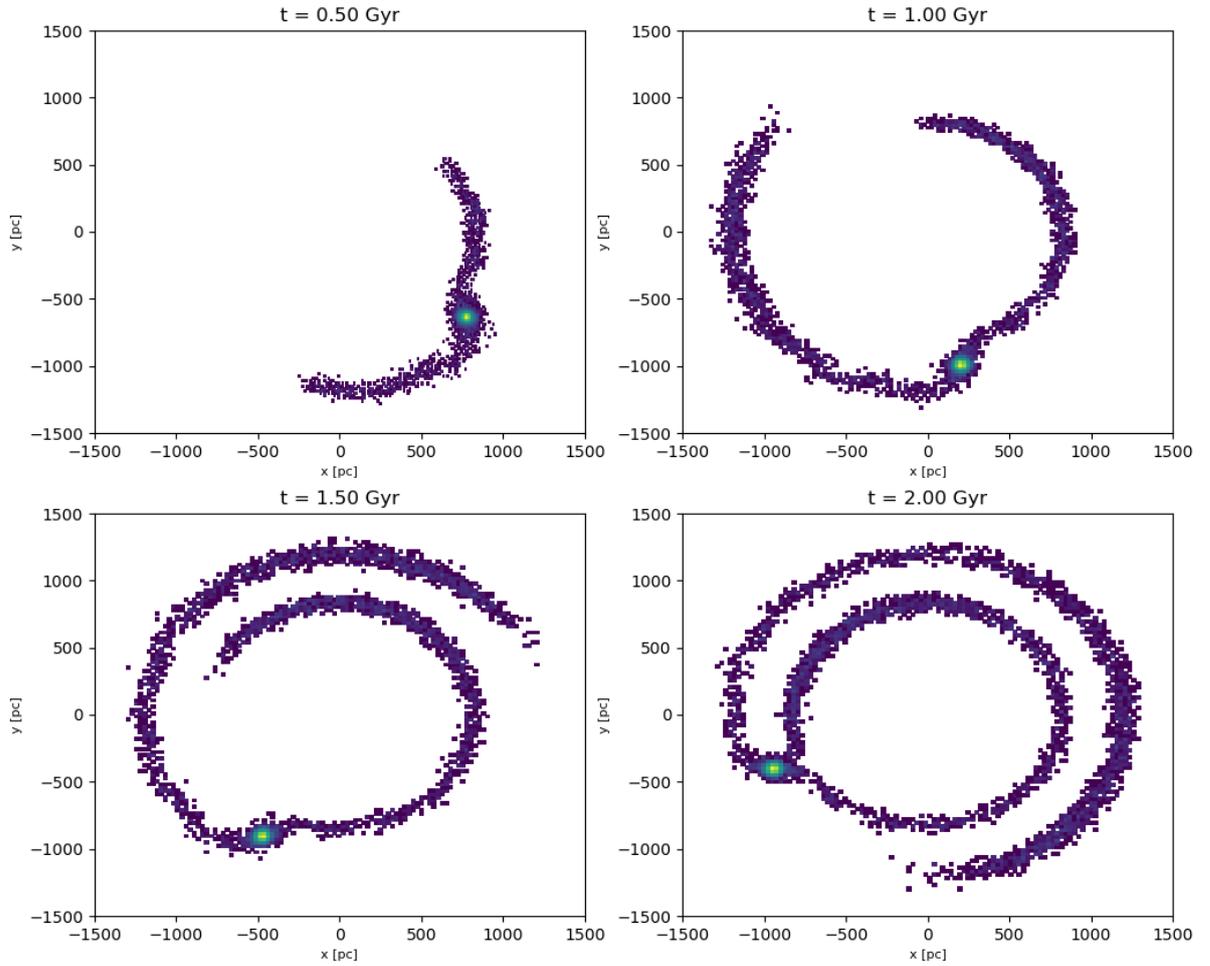


Figura 6.1: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con el CG en órbita circular a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

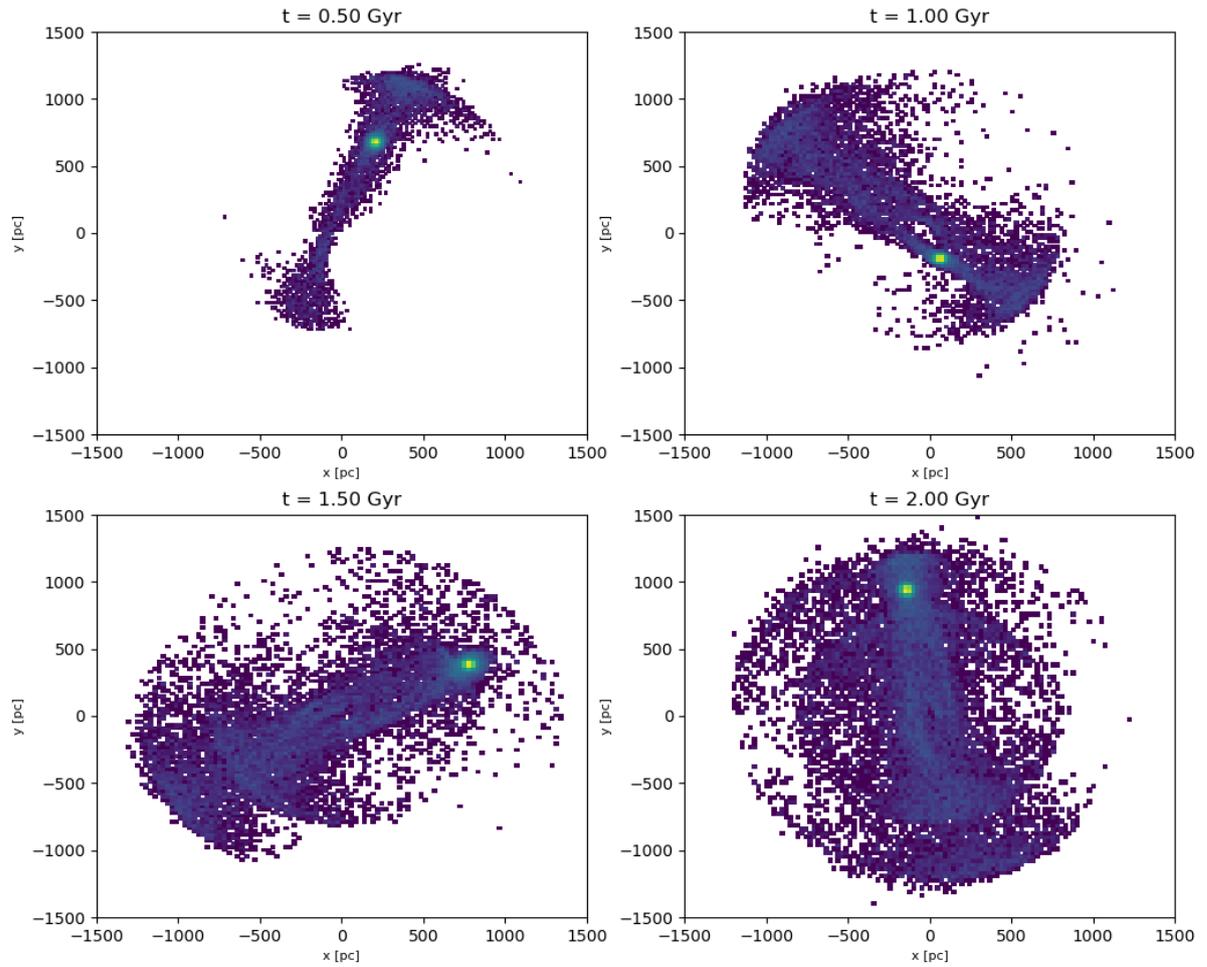


Figura 6.2: Gráficas de la simulación NFW para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

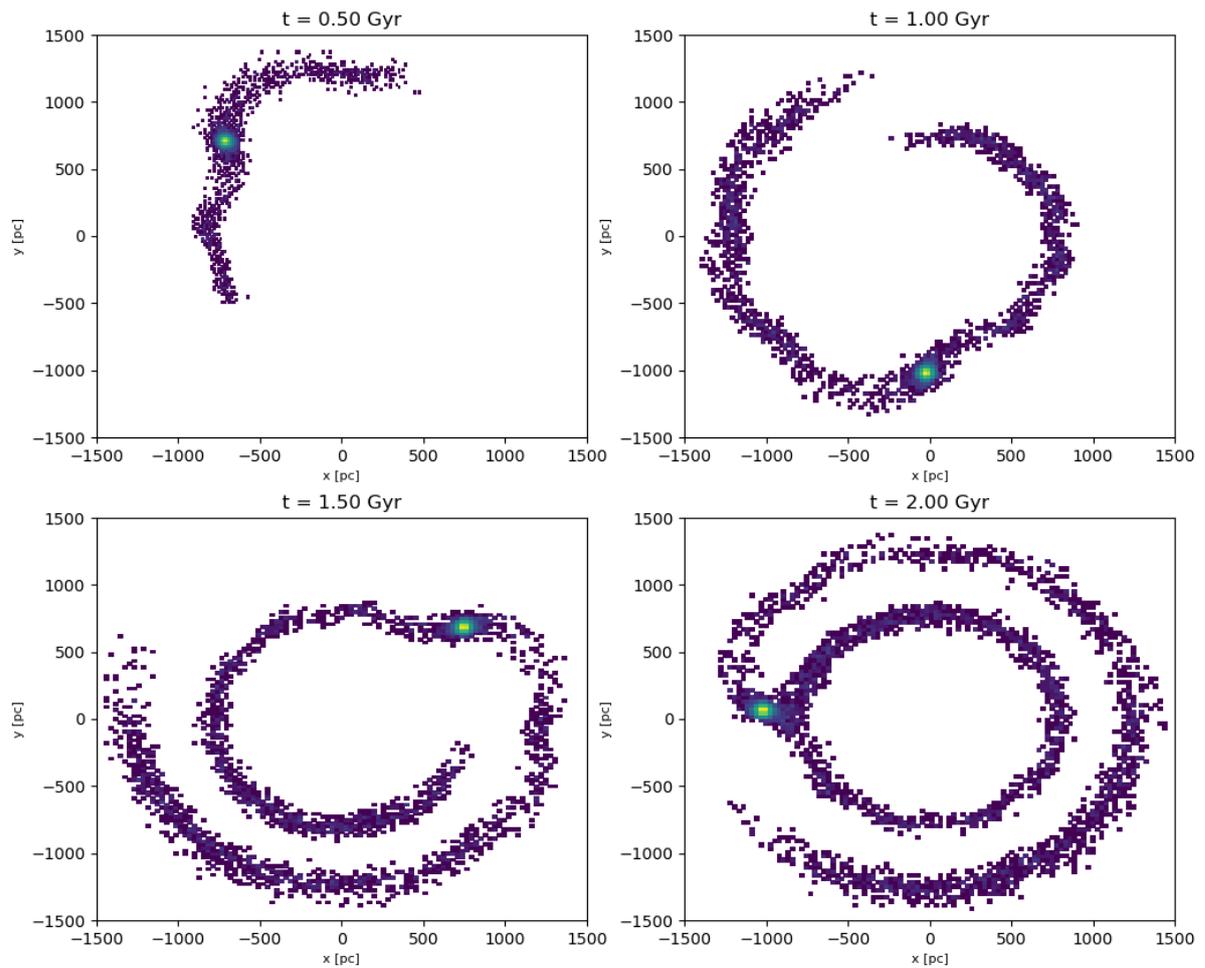


Figura 6.3: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_{\odot}$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

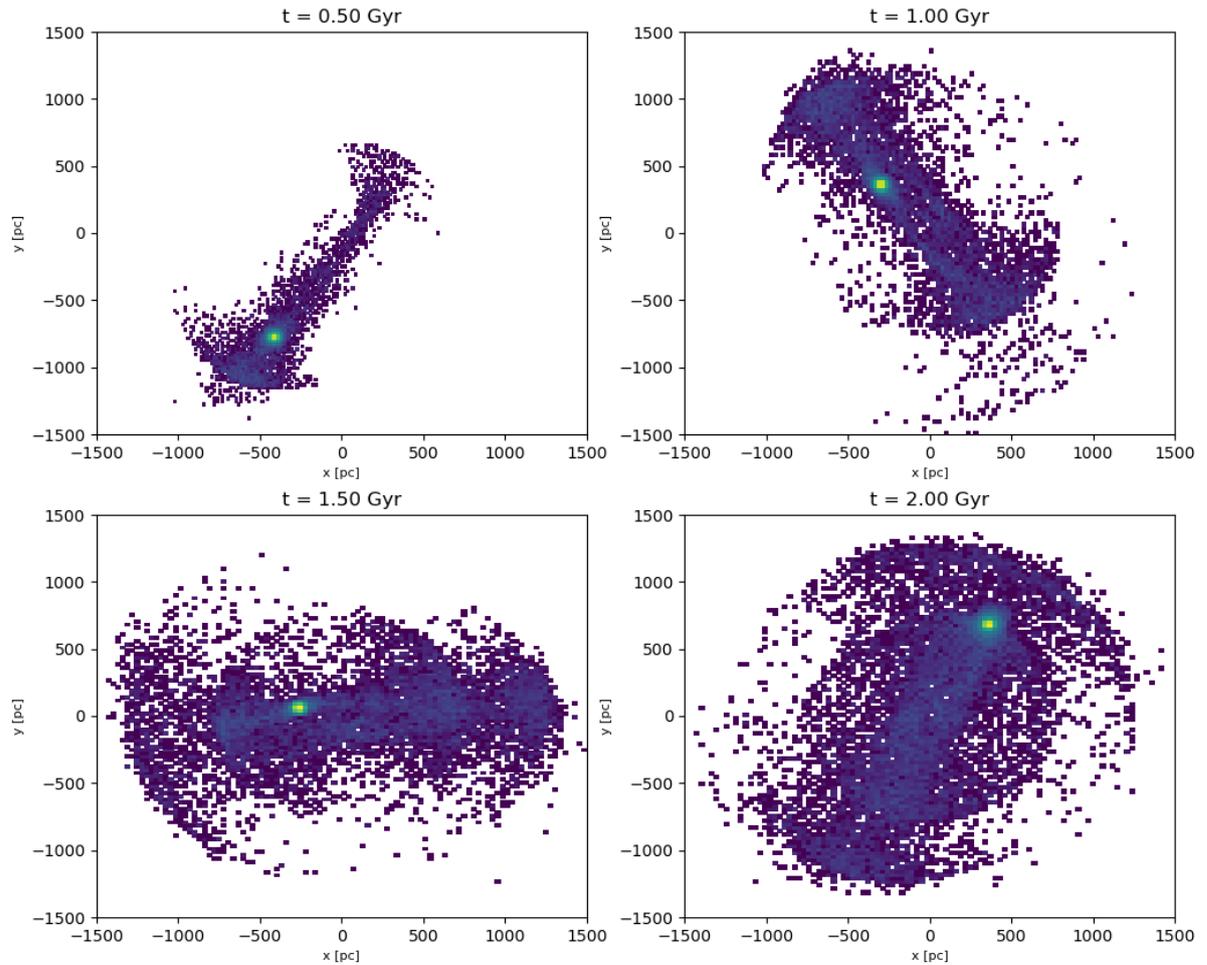


Figura 6.4: Gráficas de la simulación NFW (halo *chico*) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

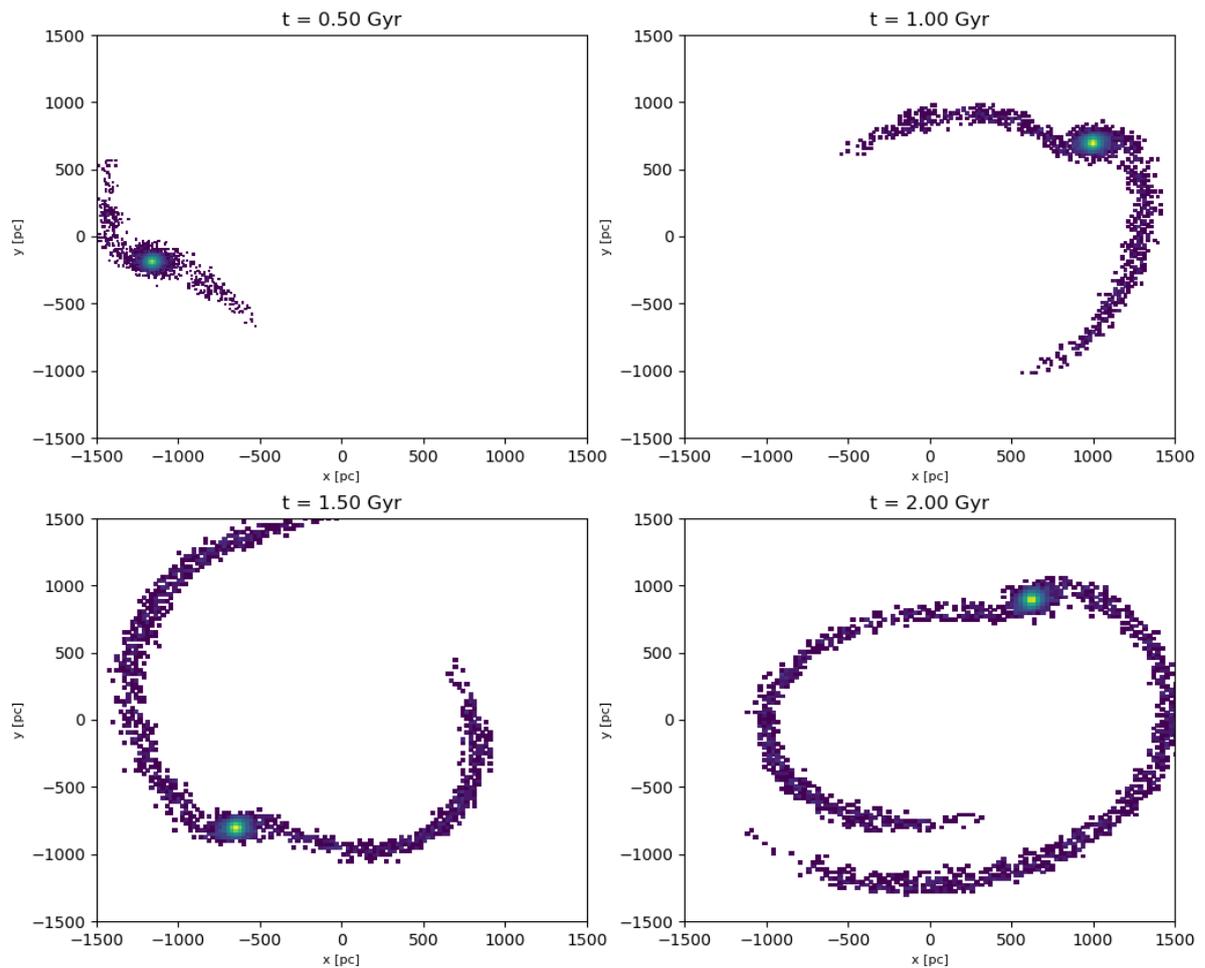


Figura 6.5: Gráficas de la simulación NFW en corifación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas circulares a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

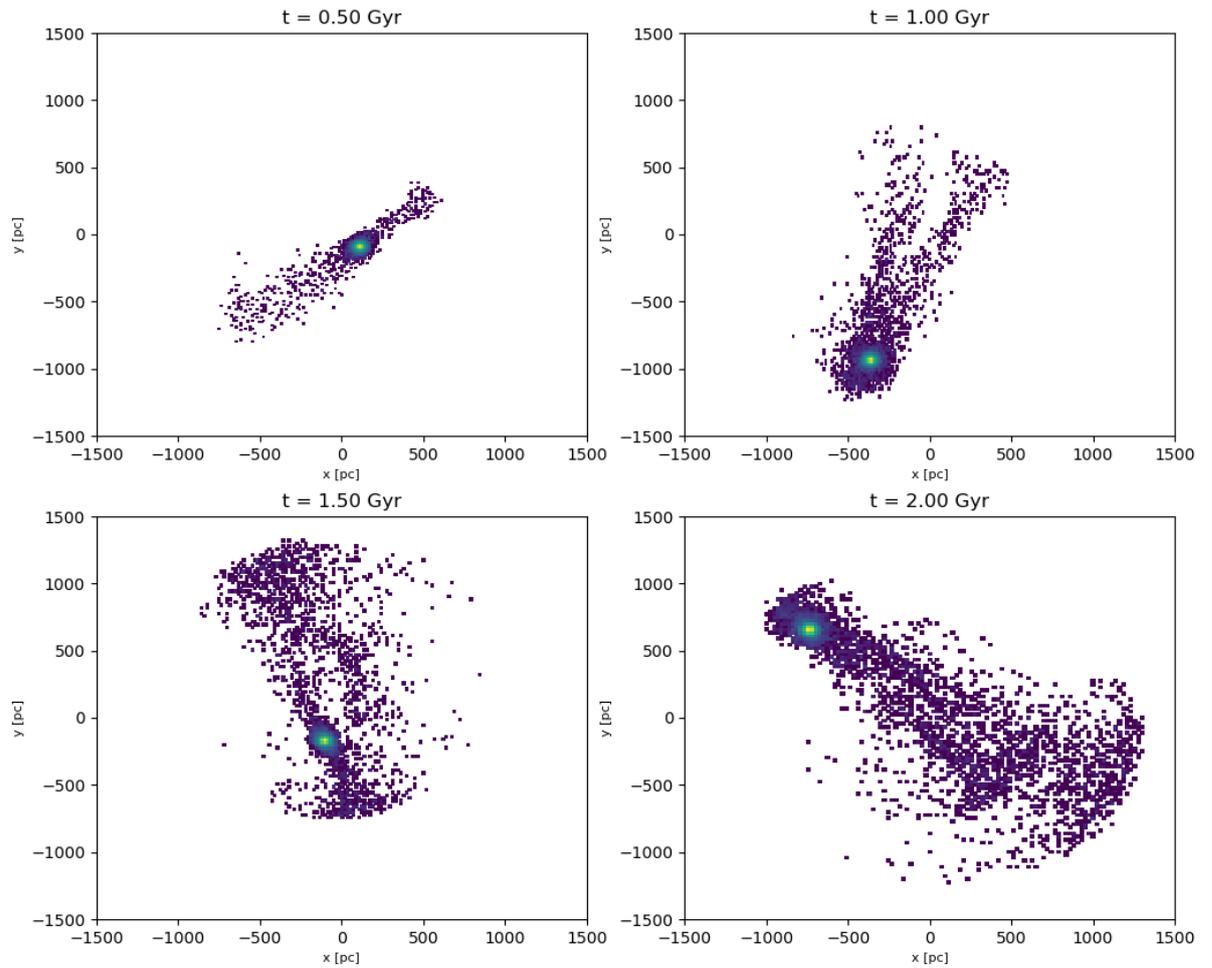


Figura 6.6: Gráficas de la simulación NFW en corifación de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^{10} M_{\odot}$ con $c=14$ y $R_s = 4$ kpc con órbitas excéntricas a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

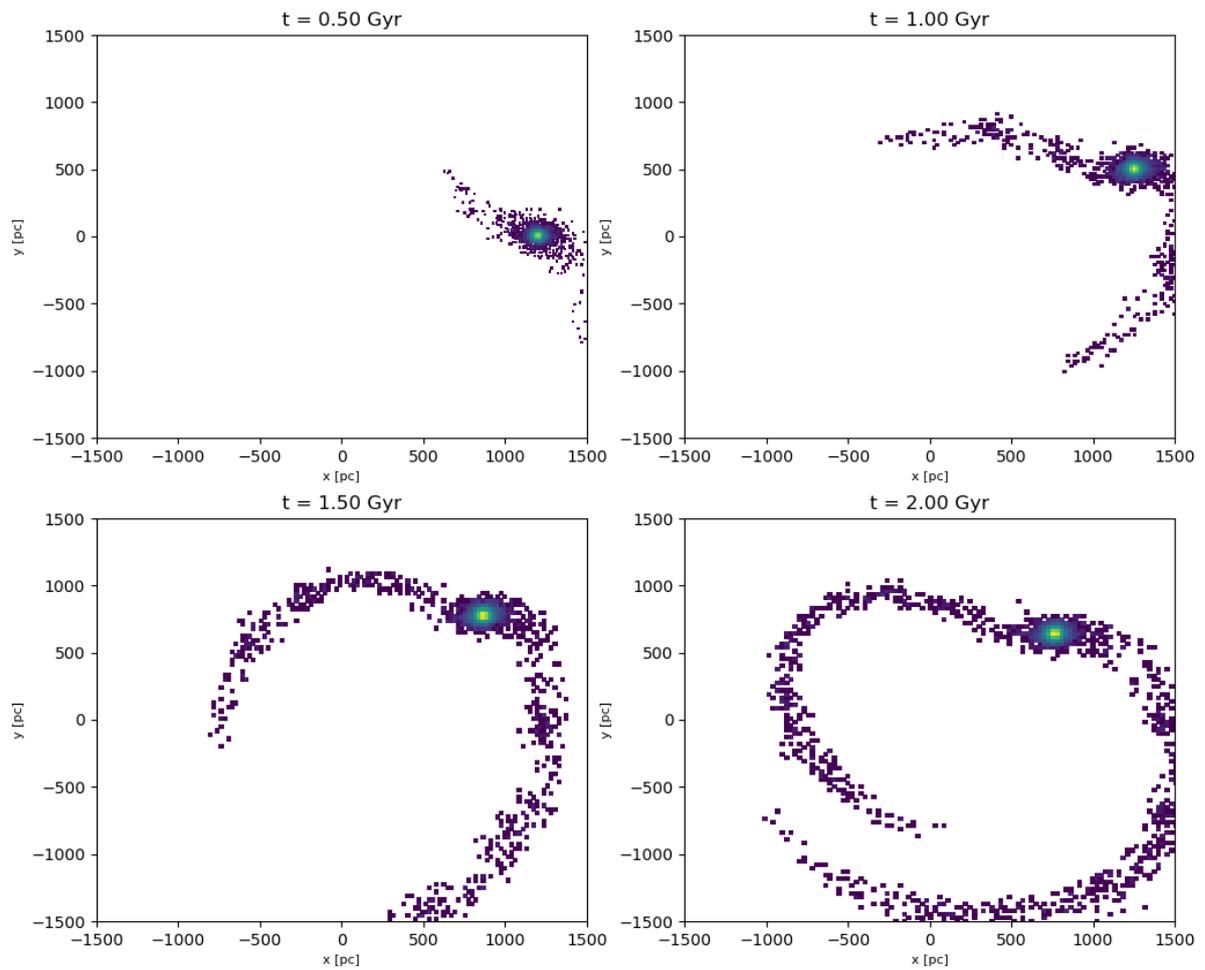


Figura 6.7: Gráficas de la simulación NFW en corifación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_{\odot}$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas circulares a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).

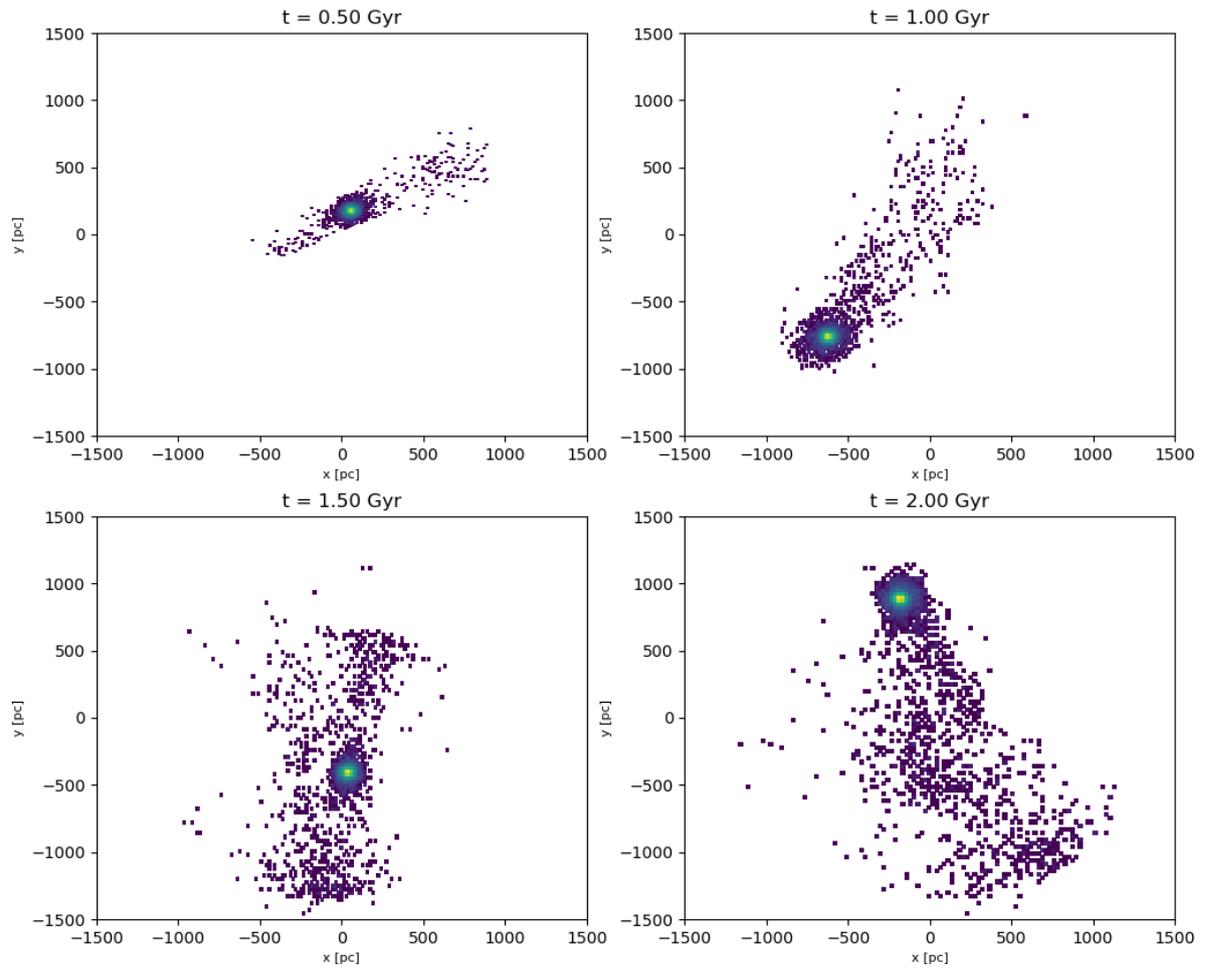


Figura 6.8: Gráficas de la simulación NFW en corificación que se encuentra corificando de acuerdo al modelo de Read et al. (2016) para un halo de masa total de $10^9 M_\odot$ con $c=10$ y $R_s = 1.58$ kpc con órbitas excéntricas a tiempos de 0.5, 1.0, 1.5 y 2.0 Gyr en los paneles superior izquierdo, superior derecho, inferior izquierdo e inferior derecho respectivamente. Se presenta el histograma 2D de las partículas del CG en el plano xy , con un rango que va desde 1 partícula (color morado) hasta 1×10^5 partículas (color amarillo).