

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

HUELLAS DE LA FORMACIÓN DE LA VÍA LÁCTEA

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA) PRESENTA ARMANDO ROJAS NIÑO

TUTORES DRA. BÁRBARA PICHARDO SILVA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA – UNAM DR. OCTAVIO VALENZUELA TIJERINO, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA - UNAM

MÉXICO, D. F. FEBRERO 2014



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.

Inic nocihuapil, ca nocozque, noquetzal, nocitlal.

Para mi princesa, que es mi collar de perlas, mi pluma preciosa, mi estrella.

Agradecimientos

Quiero agradecer a todas las personas que me han acompañado de diversas maneras a lo largo de mi vida y a los que ahora me acompañan en este momento feliz.

En primer lugar agradezco a la Dra. Bárbara Pichardo y al Dr. Octavio Valenzuela, por haber dirigido este trabajo y por haberme animado a realizarlo (curiosamente ellos fueron mis compañeros y ahora son mis maestros). Admiro en ellos su talento y su enorme pasión por la astronomía.

Agradezco también al Dr. Edmundo Moreno, al Dr. Luis Aguilar, al Dr. Daniel Carpintero y al Dr. Justin Read, por haber revisado cuidadosamente esta tesis y por haber hecho valiosas sugerencias y correcciones que me permitieron mejorarla. También agradezco a la Dra. Gabriella Piccinelli, a Bertha Vázquez y a Gabriela Huerta por el apoyo que me brindaron y a la Dra. Leticia Carigi y al Dr. William Lee, por la oportunidad que me dieron. Quiero agradecer también a mis maestros de astrofísica y en especial al Dr. Dany Page, quien fue por mucho tiempo mi tutor y de quien aprendí mucho.

A mi esposa y a mi hija, que me regalan un entorno inmejorable y que me hacen feliz, gracias. A mis padres, que siempre me apoyaron, o al menos toleraron mi pasión por la astrofísica, gracias. A mi hermano, que se parece a mí, pero es diferente, que es como yo, pero al revés, gracias. A todos mis amigos y familiares les agradezco su compañía. A mis estudiantes también, porque, aunque les enseño unas cuantas cosas que sé, también de ellos aprendo.

ii

Agradezco también al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM <<IN117111>>, DGAPA-UNAM por la beca recibida.

Índice

1.	Resumen 1 Conceptos introductorios -				
I			2		
2.	Intro	oducción 13			
	2.1	La Galaxia	13		
	2.2	La materia oscura	16		
	2.3	Los grupos móviles	18		
	2.4	Objetivos generales	21		
3.	Metodología y técnicas para las simulaciones numéricas 26				
	3.1	El modelo del potencial	27		
		3.1.1 El modelo del halo de materia oscura	28		
		3.1.2 El modelo del disco: el potencial de Miyamoto-Nagai	31		
		3.1.3 Disco construido con gravedad modificada (MOND)	33		
	3.2	Las simulaciones numéricas	35		
II	Re	sultados 39			

4. Detección de la triaxialidad del halo de materia
oscura a través de la cinemática estelar
40

4.1	La caída del satélite	41
4.2	Condiciones iniciales con velocidad aleatoria en todas	
	direcciones	45
	4.2.1 El método de clasificación de órbitas	49
	4.2.2 La estructura del espacio de velocidades	50
4.3	Potencial producido por halos oblatos y prolatos	55
Sim	ulaciones considerando otros elementos 61	
5.1	Modelo con disco y halo esférico	63
5.2	Modelo con disco y halo triaxial	67
5.3	Modelo con gravedad modificada (MOND)	69
Conclusiones 75		
Apéndices 79		
Apé	ndice I 80	
7.1	Artículo publicado con los resultados de esta tesis	81
Apén	dice II 86	
8.1	Artículo enviado otros los resultados de esta tesis	87
Bibli	ografía 93	
	 4.1 4.2 4.3 Simu 5.1 5.2 5.3 Cone Apén 7.1 Apén 8.1 Bibli 	4.1 La caída del satélite

Capítulo 1

Resumen

1.1 Overview in English.

The standard model of cosmology so-called Lambda Cold Dark Matter (λ CDM) model has reached such a degree of development that it was able to make predictions on galactic scales as, for example, the process of galaxy formation.

In the theory of galactic formation in the λ CDM model, the dark matter halos of galactic size are formed by the effect of accretion of many smaller size structures called subhalos or by fusion of larger structures. The cosmological simulations carried out, predict that this galactic formation process produces dark matter halos whose shape is generally triaxial. Therefore, the possible detection of the dark matter halos triaxiality would be of a great importance for these galactic evolution formation theories, as it would confirm one of their most important predictions.

The main goal of this thesis is to present a new strategy for determining precisely whether the dark matter halo of the Galaxy is triaxial or not. At present, there exist several strategies for this purpose as for example the analysis of the Sagittarius stellar stream, the study of superfast stars, or the distribution of the Milky Way satellites. However, as we will see, none of them is conclusive.

The strategy that we present here is based on the stellar kinematics in the Galactic halo. The idea is to compare the orbital structure generated by a spherical halo with that generated by a triaxial halo. The kinematic differences between both cases and their comparison with observational data could help to determine whether the Galactic halo is really triaxial.

An important difference between a triaxial potential and a spherical one is that in the first one there are abundant resonant orbits, while in the second one there are only rosette orbits moving in different planes without any angular preference. This difference is of the highest importance for stellar kinematics and for our strategy. The reason for it is related to the concept of the kinematic group or moving group of stars that, as we will see later, is a group of stars that move more or less with the same speed and in the same direction.

The first stellar moving groups were discovered in the 19th century, in the solar vicinity, in the Galactic disk. Recently, it has been discovered that the origin of some of them is the effect of a potential that is not quite symmetrical. That is, it was possible to reproduce some of these groups with numerical simulations where the potential takes into account the contribution of elements that are not symmetrical such as the bar and the spiral arms, while a symmetrical potential, as that of a disk with axial symmetry, does not reproduce these groups. The idea is then that a lower level of symmetry in the gravitational potential could lead to the formation of moving groups of stars.

In order to carry out this work, we have realized diverse numerical simulations with the aim to explore these ideas. In chapter 3 we describe in detail the methodology we used for this purpose. Here we will only mention that in order to model the halos, we used the NFW density profile, which is the generally accepted one for dark matter halos at present. For the Galactic disk we used a Miyamoto-Nagai potential, and for the studies with the modified gravity model (MOND), a Kuzmin disk.

In our first simulations we studied the fall of a satellite in the potential of a triaxial halo, near a resonant orbit (2:3). As we have already mentioned, resonant orbits are more abundant in triaxial potentials, as compared to those in spherical potentials. The purpose of these simple numerical experiments is to show that after the satellite breaks by the effect of tidal forces, the stellar orbits librate around the resonances during a practically unlimited time. The results of these simulations show that the stars not only follow closely the resonant orbit during the whole time of integration, but in addition tend to form kinematic groups. The simulations that we have carried out with spherical potentials show that at the end of the time of integration, the stellar orbits are considerably more mixed that in the triaxial case, and do not form moving groups.

Once we have shown how the resonances in a triaxial potential favor the formation of moving groups of stars, in the case of only one event of accretion of a satellite, we have considered the case of multiple accretion events. The idea is to explore the possibility that during the process of formation of the Galaxy the orbits near the resonances may have been populated due to these accretion events forming kinematic groups that could exist even now. For this purpose we have carried out additional numerical simulations with initial conditions that simulate this process. We have considered a large number of stars in the vicinity of a point of the Galaxy, which could be the solar vicinity, with random initial velocities between zero and the escape velocity, and let them evolve under the influence of the halo potential. With this election we simulated the contribution to the process of formation of the Milky Way of many events of accretion, proceeding from different directions and with varied energy and angular momentum, and made and exhaustive sample of all the orbits passing through the observation point, and being gravitationally linked to the Galaxy.

The results of the realized numerical simulations which we amply discuss in Chapter 4, show important differences between the diverse cases we studied. We considered mainly spherical and triaxial halos, but also other symmetries as oblate and prolate halos. The analysis of the resulting space of velocities after the time of integration showed us a rich kinematic structure in the case of triaxial potentials, while for the spherical case this structure was not observed. In addition, the main structure observed in the triaxial case coincides with that found in the case of the satellite's fall, thus suggesting strongly that it is generated by the resonant orbits present in this type of potential. The spectral method for classifying orbits we used confirmed that in the zones of the space of velocities where we found kinematic structure, there exists an important contribution of resonant orbits, while in the zones without structure, there is an almost homogeneous distribution of all types of orbits. In our simulations with triaxial halos we used different points of observation; we always found kinematic structures related to the resonant orbits. This led us to the conclusion that the moving groups of stars are really generated by the triaxiallity of the halo.

We also carried out other numerical simulations with the purpose of exploring other possible sources of kinematic structure in the space of velocities. We have considered the influence of the Galactic disk on the orbital structure; we have also performed simulations in the frame of the modified gravity theory MOND. The results of these studies which we present in chapter 5 show that when the potential is generated by a disk, a bulge and a spherical halo, the kinematic structure does form, when the point of observation is inside the disk, but with very different characteristics and easily distinguishable from the structure we encountered in the case of a triaxial potential. And when the point of observation is already far from the center of the potential, where the gravitational influence of the disk is very low, we practically do not observe any structure.

For the MOND case, where there is not a dark matter halo, we employed the potential generated by a thin disk, but with a modified force field, according to this theory. Here we also found kinematic structure, but also clearly distinct from that generated in the triaxial case.

To conclude, our simulations showed that a triaxial potential of the Milky Way generate rich kinematic structure in the halo, and that this is a long term characteristic. This makes an important difference from the spherical case, where no kinematic structure is generated.

In the unique event of accretion of a satellite by the triaxial halo potential, near a resonant orbit, the stars librate around the resonance during a time larger than the age of the universe. Even in the case of stars with random initial velocities, simulating accretion events in all directions during the process of formation of the Galactic halo, kinematic structures are formed in the space of velocities, when the dark matter halo is triaxial. This is because an important fraction of stars keeps on following closely the resonant orbits, forming moving groups of stars. These groups could be detected by observation; this task however encounters important challenges. In the first place, the contribution of the disk to the gravitational potential could generate orbital structure. However, this problem could be faced by analyzing stars far from the Galactic center, in order to minimize the gravitational effects of the disk, or by correctly characterizing its effect on the orbital structure. In second place, a recent rupture of a globular cluster or of a satellite caused by the tidal forces in the halo could also produce moving groups of stars, even if the halo is spherical. However, we will be able to distinguish these groups from those associated with the triaxial halo shape thanks to the stellar population data. The idea is that in the former, the population should be very homogeneous, while in the latter it should be much more heterogeneous.

The data obtained from Gaia (the astrometric satellite that will be launched at the end of 2013) will provide us with strong restrictions on the stellar structure of the Galaxy. It will also provide precise information on the position and the velocity, as well as the chemical composition, of an enormous quantity of stars, and in addition at a very long distance from the solar vicinity. The careful analysis of these data compared with the results of our simulations could shed some light on the form of the dark matter halo of the Milky Way.

The detection of the kinematic groups associated to the halo form would be a clear indication that the dark matter halo of the Milky Way is triaxial, or at least non spherical, and would be of great importance for the galactic formation theories, and for the standard cosmological model, the λ CDM.

1.2 Resumen en español

El modelo estándar de la cosmología, llamado de materia oscura fría (λCDM, por sus siglas en inglés), ha alcanzado un nivel de desarrollo tal, que ha logrado hacer predicciones a escala galáctica, por ejemplo, cómo es el proceso de formación de las galaxias.

Dentro de la teoría de formación galáctica de este modelo (λCDM), los halos de materia oscura del tamaño de galaxias, se forman por efecto de la acreción de muchas estructuras de menor tamaño llamadas subhalos o por fusiones de estructuras mayores. Las simulaciones cosmológicas que se han realizado, predicen que este proceso de formación galáctica produce halos de materia oscura cuya forma en general es triaxial. Así que la posible detección de la triaxialidad del halo de materia oscura de la Vía Láctea, sería de gran importancia para estas teorías de formación y evolución galáctica, pues confirmaría una de sus predicciones más importantes.

El principal objetivo de esta tesis es presentar una nueva estrategia para determinar precisamente si el halo de materia oscura de la Galaxia¹ es en realidad triaxial o no lo es. En la actualidad existen varias estrategias con este propósito, por ejemplo el análisis de la corriente estelar de Sagitario, el estudio de las estrellas hiperveloces o la distribución de satélites de la Vía Láctea. Sin embargo,

¹ Es costumbre entre los astrónomos escribir Galaxia y Galáctico, cuando se refieren a la Vía Láctea, para distinguir cuando se refieren a otras galaxias, donde se escribe con minúsculas.

como veremos más adelante, ninguna de ellas es concluyente.

La estrategia que aquí presentamos se basa en la cinemática estelar en el halo de la Galaxia. La idea es comparar la estructura orbital generada por un halo esférico con la que genera un halo triaxial. Las diferencias cinemáticas entre ambos casos y su comparación con datos observacionales, podrían ayudar a determinar si el halo Galáctico es efectivamente triaxial.

Una diferencia importante entre un potencial triaxial y uno esférico, es que en el primero abundan las órbitas resonantes, mientras que en el segundo sólo hay órbitas tipo roseta moviéndose en diferentes planos, sin ninguna preferencia angular. Esta diferencia es de la mayor importancia para la cinemática estelar y para nuestra estrategia. La razón de ello está relacionada con el concepto de grupo cinemático o grupo móvil de estrellas que, como veremos más adelante, son grupos numerosos de estrellas que se mueven aproximadamente con la misma rapidez y en la misma dirección.

Los primeros grupos móviles de estrellas se descubrieron en el siglo XIX en la vecindad solar, dentro del disco de la Galaxia. Recientemente se ha descubierto que el origen de algunos de ellos es a causa delefecto de un potencial que no es totalmente simétrico. Es decir, se han podido reproducir algunos de estos grupos con simulaciones numéricas en las que el potencial toma en cuenta la contribución de elementos que no son simétricos, como la barra y los brazos espirales, mientras que un potencial simétrico, como el de un disco con simetría axial, no reproduce estos grupos. La idea es entonces que un nivel menor de simetría en el potencial gravitatorio, podría conducir a la formación de grupos móviles de estrellas.

Para este trabajo hemos realizado diversas simulaciones numéricas, con el objeto de explorar estas ideas. En el capítulo 3 describimos con detalle la metodología que empleamos para este propósito. Aquí sólo mencionaremos que para modelarlos halos, utilizamos el perfil de densidad de NFW, que es el más

aceptado en la actualidad para halos de materia oscura. Para el disco Galáctico, empleamos el potencial de Miyamoto-Nagai y para los estudios con el modelo de gravedad modificada (MOND), usamos un disco de Kuzmin.

En nuestras primeras simulaciones, estudiamos la caída de un satélite en el potencial de un halo triaxial, cerca de una órbita resonante (2:3). Como ya mencionamos con anterioridad, las órbitas resonantes son más abundantes en los potenciales triaxiales, en comparación con lo que ocurre en los potenciales esféricos. El propósito de estos sencillos experimentos numéricos fue mostrar que, después de que se rompe el satélite por las fuerzas de marea, las órbitas estelares libran alrededor de las resonancias durante un tiempo prácticamente ilimitado. Los resultados de las simulaciones mostraron, no sólo que las estrellas permanecen librando cerca de la órbita resonante durante todo el tiempo de integración, sino que además tienden a formar grupos cinemáticos. Es importante observar que esto no ocurre con los potenciales esféricos. Las simulaciones que llevamos a cabo con potenciales esféricos, mostraron que al final del tiempo de integración, las órbitas estelares están considerablemente más mezcladas que en el caso triaxial y no forman grupos móviles.

Una vez que mostramos cómo las resonancias en un potencial triaxial promueven la formación de grupos móviles de estrellas, en el caso de un solo evento de acreción de un satélite, consideramos el caso de múltiples eventos de acreción. La idea fue explorar la posibilidad de que, durante el proceso de formación de la Galaxia, las órbitas cercanas a las resonancias pudieran haberse poblado a causa de estos eventos de acreción, dando lugar a grupos cinemáticos que podrían aún existir en la actualidad. Para ello llevamos a cabo nuevas simulaciones numéricas con condiciones iniciales diferentes. Consideramos un gran número de estrellas en la vecindad de un punto de la Galaxia, que podría ser la vecindad solar, con velocidades iniciales aleatorias entre cero y la velocidad de escape y las dejamos evolucionar bajo la influencia del potencial del halo. Con esta elección, simulamos la contribución en el proceso de formación de la Vía

Láctea de muchos eventos de acreción, provenientes de diferentes direcciones y con variada energía y momento angular y nos permitió reproducir una muestra exhaustiva de todas las órbitas que pasan por el punto de observación y que están ligadas gravitacionalmente a la Galaxia.

Los resultados de las simulaciones numéricas realizadas, que discutimos ampliamente en el capítulo 4, mostraron diferencias importantes entre los distintos casos que estudiamos. Consideramos principalmente halos esféricos y triaxiales, aunque también consideramos otras simetrías, como halos oblatos y prolatos. El análisis del espacio de velocidades resultante después del tiempo de integración, nos mostró una rica estructura cinemática en el caso de potenciales triaxiales, mientras que para el caso esférico esta estructura no se observó. Además, la estructura principal que se observó en el caso triaxial, coincide con la que encontramos en el caso de la caída del satélite, lo que sugiere fuertemente que fue generada por las órbitas resonantes presentes en este tipo de potencial. El método espectral para clasificar órbitas que utilizamos, confirmó que en las zonas del espacio de velocidades donde encontramos estructura cinemática, hay una importante contribución de órbitas resonantes, mientras que en las zonas sin estructura, hay una distribución casi homogénea de todo tipo de órbitas. En nuestras simulaciones con halos triaxiales, empleamos distintos perfiles de densidad, diferentes cocientes entre los ejes principales y distintos puntos de observación, y siempre encontramos estructura cinemática relacionada con las órbitas resonantes. Esto nos llevó a la conclusión de que los grupos móviles de estrellas son realmente generados por la triaxialidad del halo.

También realizamos otras simulaciones numéricas, con el propósito de explorar otras posibles fuentes de estructura cinemática en el espacio de velocidades. Consideramos la influencia del disco Galáctico en la estructura orbital y también llevamos a cabo simulaciones dentro de la teoría de gravedad modificada MOND. Los resultados de estos estudios, que presentamos en el capítulo 5, mostrarón que en el caso en el que el potencial es generado por un

disco, un bulbo y un halo esférico, sí se forma estructura cinemática, cuando el punto de observación está dentro del disco, pero con características muy diferentes y fácilmente distinguibles a las que encontramos en el caso de un potencial triaxial. Y cuando el punto de observación está lejos ya del centro del potencial, donde la influencia gravitacional del disco es pequeña, prácticamente no se observa estructura.

Para el caso de MOND, donde no existe el halo de materia oscura, empleamos el potencial generado por un disco delgado, pero con el campo de fuerza modificado de acuerdo a esta teoría. Aquí también encontramos estructura cinemática, pero claramente distinta a la generada en el caso triaxial.

En conclusión, nuestras simulaciones mostraron que un potencial triaxial de la Vía Láctea determina una rica estructura cinemática en el halo y esta característica es duradera. Esta es una diferencia importante con el caso esférico, donde no se generó ninguna estructura cinemática.

En el evento único de acreción de un satélite por el potencial del halo triaxial, cerca de una órbita resonante, las estrellas libran alrededor de la resonancia por un tiempo mayor a la edad del universo. Incluso en el caso de estrellas con velocidades iniciales aleatorias, simulando eventos de acreción en todas direcciones durante el proceso de formación del halo Galáctico, se formaron estructuras cinemáticas en el espacio de velocidades, cuando el halo de materia oscura es triaxial. La razón de esto es que una fracción importante de las estrellas permaneció librando alrededor de las órbitas resonantes y formaron grupos móviles de estrellas. Estos grupos podrían detectarse observacionalmente, sin embargo esta tarea enfrenta importantes retos. En primer lugar, la contribución del disco al potencial gravitatorio podría generar estructura orbital. Sin embargo este problema se puede enfrentar analizando estrellas lejanas al disco Galáctico, para minimizar su efecto gravitatorio, o bien caracterizando correctamente su efecto en la estructura orbital. En segundo lugar, la ruptura reciente de un cúmulo globular o

de un satélite, provocada por las fuerzas de marea en el halo, podría también producir grupos móviles de estrellas, incluso si el halo es esférico. Sin embargo, podremos distinguir estos grupos de los asociados con la forma del halo, con la ayuda de los datos de población estelar. La idea es que en los primeros esta población debe ser muy homogénea, mientras que para los últimos debe ser mucho más heterogénea.

Los datos que se obtengan de *Gaia* (el satélite astrométrico que se lanzó el 19 de diciembre de 2013), nos proporcionará fuertes restricciones a la estructura estelar de la Galaxia. También nos brindará información precisa de la posición y velocidad, así como de la composición química, de una enorme cantidad de estrellas y además a distancias relativamente grandes a la vecindad solar. El análisis cuidadoso de estos datos, comparados con los resultados de nuestras simulaciones, podría dar alguna luz sobre la forma del halo de materia oscura de la Vía Láctea.

La detección de grupos cinemáticos asociados con la forma del halo, sería una clara indicación de que el halo de materia oscura de la Vía Láctea es triaxial, o al menos no esférico, y sería de gran importancia para las teorías de formación galáctica y para el modelo estándar de la cosmología, el λCDM.

Conceptos Introductorios

Capítulo 2

Introducción

Desde los albores de la civilización, los antiguos intuían la inmensidad del universo. Miraban en las espléndidas noches oscuras enormes cantidades de estrellas rutilantes salpicando la bóveda celeste. Lo que no sospechaban es que el universo se extendía mucho más allá de lo que sus ojos podían ver. En realidad todas esas estrellas que podían mirar, pertenecen a una pequeña parte del universo que es nuestra galaxia, la Vía Láctea. Desde entonces hasta nuestros días, la concepción humana del universo ha evolucionado enormemente. En la actualidad, gracias al avance de la ciencia y al desarrollo tecnológico, tenemos una visión cada día más clara de cómo es y cómo ha evolucionado el vasto universo.

2.1 La Vía Láctea

Nuestros antepasados podían mirar las estrellas, pero desconocían su naturaleza. Por esta razón, como en el caso de muchos otros fenómenos naturales, surgieron mitos alrededor de los astros entre las primeras civilizaciones. En Mesoamérica por ejemplo, la *Cualcan Citlalli* (estrella de la mañana), una brillante estrella que a veces se podía observar poco antes de la salida de *Tonatiuh* (el Sol), era una más de las advocaciones de *Quetzalcoatl.* Para los antiguos griegos, la tenue banda luminosa que cruza el cielo casi de norte a sur en cierta época del año, era la

leche derramada por la diosa Hera en su dolorosa carrera hacia el Olimpo después de una mordida involuntaria del pequeño Hércules. Un poco más tarde, los romanos la llamaron *Vía Láctea* (El camino de leche).

La noción que tenemos en la actualidad del universo es muy diferente a la que se tuvo en el pasado. Durante muchos siglos se pensó que el universo era geocéntrico, es decir, que en el centro del universo estaba la Tierra y que el Sol, la Luna, las estrellas y todos los demás cuerpos celestes giraban alrededor de ella. Fue hasta el siglo XVI en que se abandonó la teoría geocéntrica, cuando Copérnico propuso el universo heliocéntrico (aunque vale la pena mencionar que Aristarco hizo una propuesta parecida mucho tiempo antes que Copérnico). En esta teoría es el Sol el centro del universo y todos los astros se mueven alrededor de él.

Tiempo después la imagen del universo heliocéntrico fue abandonada también, pero su estructura, como la entendemos ahora, fue desconocida durante mucho tiempo. Se pensaba en el universo como un conjunto enorme de estrellas y nebulosas que se extendían por el espacio infinito en todas direcciones. Fue hacia la tercera década del siglo XX cuando Curtis (1921) sugirió que algunas de las nebulosas que estaban registradas en los catálogos eran en realidad galaxias, es decir, conjuntos enormes de estrellas que estaban mucho más lejos que las nebulosas ordinarias. Con el tiempo y mejores observaciones se aceptó generalmente que el universo estaba poblado de miles de millones de galaxias, cada una conteniendo miles de millones de estrellas y que la Tierra y el Sistema Solar se encuentran en una de éstas, a la que llamamos Vía Láctea.

Las galaxias son entonces conjuntos enormes de estrellas, polvo y gas unidos gravitacionalmente. El número de estrellas que contiene cada galaxia varía enormemente. Las galaxias enanas por ejemplo, contienen alrededor de 10⁷ estrellas, mientras que las gigantes alrededor de 10¹². En la actualidad se estima que existen aproximadamente 10¹¹ galaxias en el universo visible (Sparke y

Gallagher 2000).

Las galaxias tienen formas y características muy diferentes entre sí, sin embargo se pueden clasificar en tres tipos principales: Las elípticas, las espirales y las irregulares (Hubble 1926; De Vaucouleurs 1959). Las galaxias elípticas tienen la forma de un ovoide y pueden tener una excentricidad desde muy pequeña y ser casi esféricas, hasta una muy grande y ser alargadas. Las galaxias espirales tienen como característica principal un disco plano que contiene la mayor parte de las estrellas que constituyen la galaxia. Tienen también un núcleo en el centro y un halo que las rodea. Algunas de ellas tienen también una barra y brazos espirales que cruzan el disco. la Vía Láctea es una galaxia espiral. Por último, las galaxias irregulares no tienen forma definida.

La dinámica interna de una galaxia así como su evolución, están dominadas por la gravedad. Todos los cuerpos que en su conjunto conforman a la galaxia, se mueven bajo la influencia del propio potencial que ellos mismos generan. Durante el siglo XX se desarrolló ampliamente la dinámica galáctica con la física newtoniana como fundamento y se logró explicar en gran medida la estructura interna de la Vía Láctea por medio del comportamiento dinámico local y global, como la curva de rotación observada (Oort 1932; Schmidt 1956). Por un lado se han construido modelos detallados del potencial galáctico, tomando en cuenta todas sus componentes (por ejemplo Caldwell y Ostriker, 1981; Allen y Santillán, 1991). Por otro lado se han analizado y clasificado las órbitas que siguen las estrellas en estos potenciales (Binney y Tremaine 2008). También se han encontrado las condiciones de equilibrio (Jeans, 1919) y estabilidad (Lynden-Bell 1967) para un sistema tan complejo como la Vía Láctea. Y todo esto en buena concordancia en general con las observaciones. Sin embargo, como veremos a continuación, nuestra comprensión de los fenómenos dinámicos de la Galaxia está lejos de ser total.

2.2 La materia oscura

A pesar de los grandes avances en la comprensión de la dinámica galáctica, persisten misterios que no se han logrado revelar con la física clásica. Uno de ellos es la inesperada razón masa luminosidad de la Galaxia. Esto es, existe una discrepancia entre la cantidad de masa galáctica que podemos deducir a partir de las mediciones de la cantidad de estrellas y gas que contiene la Galaxia, con base en la detección de la radiación electromagnética que emiten, y la cantidad de masa necesaria para explicar algunos fenómenos dinámicos observados. Por ejemplo, la cantidad de masa necesaria en la vecindad solar para explicar la dispersión de velocidades en esa zona es aproximadamente 50% mayor a la directamente observada (Bahcall 1984). Por otro lado, la presencia de estrellas con velocidades de más de 500 km/s en la vecindad solar, y suponiendo que esta velocidad es inferior a la velocidad de escape, implica que la masa de la Galaxia es 6 veces mayor a su masa visible (Peebles 1980). También el aplanamiento de la curva de rotación a grandes distancias del centro galáctico, implica una masa de la Galaxia mucho mayor a su masa visible. En efecto, se sabe que la velocidad de rotación de un cuerpo alrededor del centro de gravedad, cae como $r^{-1/2}$ a partir del punto donde la densidad ha caído drásticamente, donde r es la distancia precisamente al centro. Por otra parte, las observaciones indican que la densidad de masa visible de la Vía Láctea es ya muy baja a una distancia de 10 kpc (Rix y Bovy 2013) y, sin embargo, la velocidad de rotación de las estrellas más allá de esta distancia no cae sino que se mantiene constante. Este aplanamiento de la curva de rotación implica que existe una gran cantidad de masa en la parte externa de la Galaxia (Rubin et al. 1980).

A esta materia invisible, cuya presencia se dedujo primero más allá de nuestra Galaxia (Zwicky 1933), se le conoce como *materia oscura*. En la actualidad se considera que el universo está lleno de materia oscura en diferentes escalas, desde la que se encuentra en el interior de las galaxias y la que las rodea

forma de halo, hasta la que existe en el espacio intergaláctico. Las observaciones recientes indican que sólo el 5 % de la masa total del universo es visible y el 95% restante es materia oscura (Brown et al. 2009).

Las simulaciones cosmológicas han alcanzado en la actualidad un nivel de desarrollo tal, que es posible hacer estudios a escala galáctica. Estas simulaciones predicen que los halos de materia oscura que se forman rodeando a las galaxias, tienen una estructura triaxial de manera genérica (por ejemplo, Van den Bosch 1998; Courteau y Rix 1999; Gnedin et al. 2006; Pizagno et al. 2007).

Existe además una explicación alternativa a estos fenómenos que consiste en la suposición de que la única materia existente es la visible y que más bien la teoría de la gravedad de Newton necesita ser modificada (Milgrom 1983). Más adelante en este trabajo haremos referencia a estas teorías de gravedad modificada.

Si aceptamos la hipótesis de la materia oscura, la discrepancia entre la cantidad de masa luminosa y masa gravitacional aporta evidencia amplia de la existencia de la de esta materia a distintas escalas del universo, desde el espacio interestelar hasta el espacio intergaláctico. Sin embargo la naturaleza de esta materia se desconoce aún, pues no ha sido posible detectarla directamente hasta ahora, a pesar de los enormes esfuerzos que se han realizado con este propósito. En la actualidad se realizan experimentos en varios laboratorios subterráneos alrededor del mundo, con objeto de detectar directamente a la materia oscura. Por ejemplo, the SNOLAB underground laboratory en Canadá, the Gran Sasso National Laboratory en Italia, the Canfranc Underground Laboratory en España, the Boulby Underground Laboratory en Gran Bretaña, the Deep Underground Science and Engineering Laboratory en Estados Unidos, entre otros. Ninguno de ellos ha detectado incontrovertiblemente a la materia oscura (ver sin embargo Bernabei et al. 2013). No obstante, dentro de las teorías cosmológicas actuales, la materia oscura es un ingrediente importante en los modelos de evolución del

universo. Por ejemplo, en el modelo estándar de la cosmología o de materia oscura fría y energía oscura (λ CDM por sus siglas en Inglés), se piensa que la materia oscura está compuesta por partículas que no tienen carga eléctrica, que no interactúan con la luz y que sólo interactúan gravitacionalmente entre sí y con el resto del universo, aunque se ha propuesto que quizá también puedan tener interacciones no gravitatorias muy débiles con el resto de la materia (Kamionkowski et al. 2010).

La formación de la estructura a gran escala del universo, tiene una explicación natural en el modelo estándar de la cosmología: las fluctuaciones cuánticas en la densidad que se formaron durante la era de Planck, crecieron enormemente durante el periodo inflacionario, cuando el universo se expandió aceleradamente. Al terminar este periodo, el universo tenía inhomogeneidades en la densidad, y las regiones con una densidad un poco mayor que el promedio, se convirtieron en las semillas que, cuando la atracción gravitatoria superó a la presión, colapsaron gravitacionalmente. Posteriormente, por efecto de la acreción de material vecino, estas semillas fueron creciendo hasta formar estructuras que finalmente se convirtieron en las galaxias actuales. Estas estructuras contenían tanto materia visible como materia oscura (Peebles 1980). Las observaciones interpretadas en el marco de estos modelos, indican que aproximadamente el 15% era materia visible, que se concentró en la parte central de las galaxias y el 85% materia oscura que formó halos en la parte externa.

2.3 Los grupos móviles

A mediados del siglo XIX se descubrieron los primeros grupos móviles de estrellas, es decir, grupos de estrellas que se mueven aproximadamente con la misma rapidez y en la misma dirección, cuando los astrónomos trataban de determinar el movimiento del Sol con respecto a las otras estrellas. La idea era

que se podía saber hacia dónde se movía el Sol, midiendo el movimiento propio de estrellas vecinas, de tal manera que si se encontraba algún punto en el cielo donde estos movimientos propios divergieran, entonces significaba que hacia allá precisamente se movía el Sol. Utilizando esta idea, Madler (1846) fue de los primeros en medir movimientos propios y determinó que el Sol se movía en una órbita (que supuso circular) en cuyo centro se encontraban las Pleyades, cerca de la constelación de Perseo. En sus observaciones, Madler descubrió que la mayoría de las estrellas que constituyen las Pléyades tenían el mismo movimiento propio, es decir, la misma velocidad con respecto al Sol y ningún movimiento entre sí, aunque algunas de ellas estuvieran separadas varios grados en el cielo. Su conclusión fue que las Pléyades eran el centro inmóvil de todo el sistema y que el Sol y las demás estrellas se movían alrededor de ellas. Esta conclusión fue posteriormente refutada, pero el hecho es que se había descubierto el primer grupo móvil de estrellas: las Pléyades, aunque su origen quedó sin resolverse. Durante las siguientes décadas se descubrieron otros grupos móviles en la vecindad solar. Por ejemplo Proctor (1869) descubrió los grupos móviles de las Hyades y de Sirio.

Un grupo móvil de estrellas se puede definir como un conjunto numeroso de estrellas que no necesariamente son cercanas en posición, pero sí lo son en el espacio de velocidades. Los grupos móviles se ven como sobredensidades en este espacio.

Durante la mayor parte del siglo XX, la principal explicación para el origen de los grupos móviles fue la ruptura de cúmulos abiertos del disco o de cúmulos globulares. Estos últimos son grupos de aproximadamente 10⁴ a 10⁶ estrellas unidas gravitacionalmente con una distribución espacial aproximadamente esférica. La idea era que el cúmulo podría haber sido perturbado por algún agente externo, como fuerzas de marea o el choque con otro cúmulo, lo que produciría en algunos casos el escape de algunas de las estrellas pertenecientes al sistema y en otros, la ruptura total del cúmulo. Como consecuencia de todo esto se

formarían los grupos móviles (Eggen 1996).

Sin embargo, hacia finales del siglo pasado, gracias a misiones como *Hipparcos*, se obtuvo información fotométrica precisa, así como de posición y velocidad, de miles de estrellas, con lo que se pudo estudiar con mayor profundidad a los grupos móviles. Estos estudios revelaron que algunos grupos estaban constituidos por estrellas de diferente edad, masa y metalicidad, lo que las hacía incompatibles con la posibilidad de haber sido miembros de un mismo cúmulo globular Famaey et al. (2007). Es decir, al menos algunos grupos móviles no provenían de la ruptura de un cúmulo globular o abierto. En los últimos años se ha encontrado otro posible origen de los grupos móviles y este se encuentra en la asimetría del potencial galáctico.

Como se mencionó anteriormente, la Vía Láctea es una galaxia espiral y una de sus componentes principales es el disco. Este disco tiene aproximadamente 15 kpc de diámetro por 1 kpc de altura. El Sol se encuentra en el disco, a una distancia aproximada de 8.5 kpc del centro. En los modelos clásicos de la Galaxia, el disco tiene simetría axial, sin embargo se sabe actualmente que esto no es exactamente así. El disco posee una barra prominente y al menos dos brazos espirales que rompen la simetría (Sparke y Gallagher 2000). Esta estructura del disco permite la existencia de órbitas resonantes que no existirían si el disco fuera totalmente simétrico.

Recientemente se han hecho simulaciones numéricas usando potenciales de la Galaxia más realistas, que consideran la contribución tanto de la barra como de los brazos espirales (Pichardo et al. 2004), y se ha encontrado que se forman grupos dinámicos de manera natural (Antoja et al. 2009). Los grupos observados localmente en la Galaxia se pueden reproducir, utilizando los parámetros adecuados. Por ejemplo, una simulación que utiliza 4 brazos espirales y una barra con cierta orientación, reproduce los 5 grupos móviles más grandes (Chakrabarty 2007). Estos trabajos sugieren que el estudio detallado de los grupos móviles

puede ayudar a entender mejor la estructura del disco galáctico, así como la orientación de la barra y el número de brazos y su estructura.

En conclusión, aunque algunos grupos móviles pueden tener su origen en la ruptura de cúmulos abiertos y/o globulares o en otros, como por ejemplo, restos de un evento de acreción de una galaxia en el pasado, muchos grupos móviles tienen su origen en la estructura orbital generada por un potencial galáctico asimétrico.

2.4 Objetivos generales de la tesis

Dentro del modelo λ CDM, las estructuras del tamaño de galaxias se forman a través de la acreción de estructuras más pequeñas o por grandes fusiones (Kauffmann et al. 1993; Ghigna et al. 1998; Klypin et al. 1999). Las simulaciones numéricas realizadas para estudiar estos procesos predicen que los halos de materia oscura que se forman alrededor de las galaxias son en general triaxiales (Allgood et al. 2006; Vera-Ciro et al. 2011).

Determinar la forma del halo de la Vía Láctea es entonces importante para las teorías de formación y evolución galáctica, porque puede proporcionar información valiosa en comprensión de estos procesos. Conocer con precisión la triaxialidad del halo pondría, por ejemplo, límites a la eficiencia de los mecanismos dinámicos que tienden a redondear el halo (Aguilar y Merritt 1990; Barnes et al. 2005).

Debido a que la materia oscura interactúa muy débilmente con el resto del universo, la detección directa de la forma del halo galáctico no ha sido posible. Por esta razón, se han propuesto diferentes estrategias observacionales para determinarla. Una de éstas se basa en la morfología de la corriente estelar de Sagitario, otra, en las estrellas hiperveloces y una más, en la distribución de satélites en la Galaxia. A continuación explicaremos brevemente en qué consiste cada una de ellas.

Ibata et al. (1994), descubrieron una corriente estelar que proviene de la galaxia enana de Sagitario y que penetra en la Vía Láctea. Desde entonces se piensa que esta corriente estelar de Sagitario, como ahora se le conoce, podría dar información sobre el potencial generado por el halo Galáctico, pues el movimiento de esta corriente estelar está dominado precisamente por el potencial del halo a grandes distancias (~50 kpc). Gracias al análisis de los datos proporcionados por 2MASS (Majewsky et al. 2003) y por SDSS (Belokurov et al. 2006), se conoce mejor la trayectoria que sigue la corriente estelar de Sagitario y esto ha permitido que diversos autores estudien, a través de ella, las propiedades del halo de materia oscura de la Galaxia. Las conclusiones de estos autores acerca de la forma del halo Galáctico son muy diversas. Mientras que Johnston et al. (2005) y Martínez-Delgado et al. (2007) obtienen un halo ligeramente oblato², Ibata et al. (2001) y Fellhauer et al. (2006) obtienen uno esférico y Helmi (2004) obtiene uno prolato. Cabe señalarse que ninguno de estos estudios ha sido capaz de reproducir todas las propiedades observadas de la corriente estelar de Sagitario. Por ejemplo, para reproducir correctamente la posición de las estrellas de la corriente, se requiere un halo oblato o casi esférico, mientras que para reproducir las velocidades estelares observadas se requiere un halo prolato. Sin embargo, recientemente Law et al. (2009), han mostrado que un halo triaxial puede reproducir correctamente tanto la velocidad como la posición de las estrellas que conforman la corriente estelar de Sagitario. Este halo tendría sus ejes mayor y menor sobre el plano del disco Galáctico y el intermedio perpendicular a él.

No obstante que este trabajo favorece un halo de materia oscura triaxial para la Vía Láctea, Ibata et al. (2013) afirman que un halo incluso esférico puede

² Los términos "oblato" (achatado) y "prolato" (alargado), no son del todo correctos en español, pero son de uso amplio entre los astrónomos y por ello hemos decidido adoptarlos.

reproducir las características principales de la corriente estelar de Sagitario, si su perfil de densidad es diferente al que normalmente se utiliza.

Recientemente, Gnedin et al. (2005) han propuesto una nueva estrategia para determinar la forma del halo de la Vía Láctea, basada en las llamadas estrellas hiperveloces. Utilizando datos del SDSS, Brown et al. (2005) descubrieron la existencia de una estrella (SDSS J090745.0+024507) con una velocidad de 848 km/s. Esta velocidad es más del doble de la velocidad de escape en la posición actual de la estrella (considerando un halo de materia oscura cuya masa sea consistente con la curva de rotación de la Galaxia), cuya distancia al centro de la Galaxia es ~50 kpc. Sólo se conoce un mecanismo que podría proporcionar una velocidad tan alta a una estrella y es que esta estrella haya sido expulsada desde un sistema doble, cuyo otro miembro fuera un hoyo negro masivo, debido a un encuentro cercano con otra estrella muy cerca del centro del potencial (Yu y Tremaine 2003). Así que se puede concluir que la estrella inició su movimiento de alta velocidad en una trayectoria casi radial. La idea es entonces que si el halo galáctico fuera esférico, esta trayectoria permanecería radial, por la simetría del potencial, pero si en realidad fuera triaxial, entonces la asimetría del potencial cambiaría la trayectoria de la estrella, alejándola de una órbita radial. Así pues, la observación de una estrella hiperveloz que no se moviera en una trayectoria radial sería evidencia de que el halo de materia oscura de la Galaxia es triaxial o al menos no esférico.

A pesar de que esta idea es interesante y prometedora, hasta la fecha no se ha podido verificar observacionalmente, principalmente porque se requiere de una gran precisión para el movimiento propio de la estrella (~10 µsa/año)³ y porque se necesita el descubrimiento de más estrellas de este tipo. Además de todo esto, hay que considerar la influencia del disco Galáctico en la trayectoria de la estrella.

³ Microsegundo de arco por año.

Por otro lado, la distribución espacial de satélites de la Vía Láctea podría dar información sobre la forma y la orientación del halo de materia oscura Galáctico. Observaciones realizadas en la Vía Láctea y en M31 muestran que la distribución de satélites enanos alrededor de estas galaxias es anisotrópica (Lynden-Bell 1982; Majewsky 1994; Willman et al. 2004). Esto sugiere que el halo de materia oscura Galáctico no es esférico, pues si lo fuera, se esperaría que la distribución de su sistema de satélites fuera aproximadamente isotrópica. Zentner et al. (2005), realizaron un estudio de la distribución espacial de satélites alrededor de halos de materia oscura galácticos, utilizando simulaciones de alta resolución dentro del modelo estándar de la cosmología (λ CDM). En sus simulaciones obtuvieron que las subestructuras que se forman o subhalos, se distribuyen anisotrópicamente alrededor de la estructura principal o halo galáctico, que en general es triaxial, y que se alinean preferentemente a lo largo del eje principal del halo. Comparando sus resultados con la distribución observada de los satélites de la Vía Láctea, obtienen que esta distribución es consistente con un halo triaxial con su eje principal orientado perpendicularmente al disco de la Galaxia.

Sin embargo, más allá del caso de la Vía Láctea, existen otros sistemas que presentan diferentes distribuciones de satélites. Por ejemplo, Sales and Lambas (2004) encontraron evidencia de alineamiento de satélites a lo largo del eje menor de un gran número de galaxias, en una muestra proveniente del 2DFGRS (Colless et al. 2001). Por otro lado, Brainerd (2004) hizo un estudio similar utilizando datos de SDSS y encontró un alineamiento de satélites preferentemente a lo largo del eje mayor.

A pesar de estos esfuerzos, la clara detección de la triaxialidad del halo de materia oscura de la Galaxia sigue siendo un reto, ya que, como hemos visto, ninguno de los estudios anteriores es concluyente.

El objetivo central de este trabajo es la introducción de una nueva estrategia para la detección de la triaxialidad del halo de materia oscura en la Vía Láctea. La

estrategia se basa en las siguientes ideas: la estructura orbital que genera un potencial simétrico es diferente a la generada por uno asimétrico, y esto tiene como resultado fenómenos dinámicos que pueden ser detectados. Un ejemplo es la formación de grupos móviles de estrellas debido a la asimetría del disco galáctico (Antoja et al. 2009), como vimos anteriormente. Otro ejemplo es la permanencia por largo tiempo de los remanentes estelares de cúmulos globulares en galaxias enanas, si se supone un potencial triaxial, lo cual puede explicar el origen de estructuras estelares frías observadas en la galaxia enana de la Osa Menor y en otros satélites de la Vía Láctea (Peñarrubia et al. 2009). Así pues, si el halo de materia oscura de la Galaxia es realmente triaxial, probaremos que la asimetría del potencial permite entonces la existencia de órbitas resonantes que no existirían si el halo tuviera simetría esférica. Estas órbitas resonantes pueden haber sido pobladas durante el proceso de formación de la Galaxia, formando así grupos móviles de estrellas en el halo estelar de la Vía Láctea.

Para poner a prueba nuestra tesis, estudiaremos a partículas de prueba moviéndose en los potenciales generados por halos con diferentes formas, incluyendo estructuras como el disco galáctico, que pueden influir en la formación de los grupos móviles del halo cercanos a él. Posteriormente, analizaremos las estructuras orbitales así obtenidas en el espacio de configuración con métodos espectrales para determinar la existencia de resonancias y en el espacio de velocidades. Mostraremos entonces que estos análisis nos permiten diferenciar claramente si el potencial es triaxial o esférico.

En el siguiente capítulo haremos una descripción, tanto del modelo del halo galáctico que utilizamos, como del código que empleamos para realizar las simulaciones numéricas. Finalmente en el último capítulo discutiremos ampliamente los resultados de las simulaciones que llevamos a cabo, el análisis cinemático realizado y las conclusiones de este análisis.

Capítulo 3

Metodología y técnicas para las simulaciones numéricas

El proceso de formación de la Vía Láctea pudo haber dejado huellas en la cinemática estelar, debido a la forma del halo de materia oscura. La idea, como se dijo, es que la estructura orbital generada por un halo triaxial es diferente a la generada por uno esférico.

Una característica importante de los potenciales con simetría triaxial es que en éstos las órbitas resonantes son abundantes, mientras que en los potenciales con simetría esférica este tipo de órbitas es más escaso. En los potenciales esféricos todas las órbitas son planas con distintas orientaciones y son de tipo roseta. Si el halo de la Galaxia es triaxial, entonces durante su formación, las regiones resonantes se pudieron haber poblado con una gran cantidad de estrellas, dando lugar a grupos cinemáticos. Por el contrario, si el halo fuera esférico, entonces debido a la escasa presencia de órbitas resonantes, los grupos cinemáticos de estrellas no se formarían de esta manera.

Si la detección de estos grupos móviles de estrellas en el halo de la Galaxia se lograra, sería una prueba de la triaxialidad (no esfericidad) del halo de materia oscura de la Vía Láctea, y como mencionamos brevemente en la introducción, es una predicción del modelo estándar de la cosmología y es de gran importancia en las teorías de formación de galaxias.

Con esta motivación, estudiamos en esta tesis cómo afecta la simetría del potencial en la estructura orbital que se genera. Para ello, realizamos simulaciones numéricas utilizando halos con diferentes formas y comparamos la cinemática estelar de los diferentes casos. El análisis de la cinemática estelar y particularmente la presencia o no de grupos móviles en el halo, puede ayudar a determinar si el halo de materia oscura de la Galaxia es efectivamente triaxial o en realidad no lo es.

En este capítulo realizamos una descripción detallada de los modelos del potencial que usamos en las simulaciones, así como una descripción de las simulaciones.

3.1 El modelo del potencial

En el primer estudio que realizamos (Rojas-Niño et al. 2012), consideramos para el modelo del potencial el efecto puro del halo de la Galaxia (es una comparación entre los efectos de halos triaxiales, esferoidales y esféricos). El propósito es investigar el efecto que tiene solamente la simetría del halo en la cinemática estelar. Incluimos más adelante para esta tesis otro elemento del potencial de las galaxias espirales que parece de suma importancia para las estrellas del halo (al menos las cercanas a este segundo potencial) que es el disco. Finalmente, incluimos un tercer potencial construido con las teorías de gravedad modificada (MOND) para el disco de la galaxia.

3.1.1 El modelo del halo de materia oscura.

Para tener un modelo completo del potencial, necesitamos determinar un perfil de densidad para el halo de materia oscura. Este es un problema que se ha investigado desde principios de los años 70. Los primeros trabajos dirigidos a este

problema (Gunn y Gott 1972; Fillmore y Goldreich 1984; Bertschinger 1985) fueron estudios analíticos que consideraban la formación de los halos galácticos como el colapso gravitacional de perturbaciones esféricas en el universo de Einstein-de Sitter. Las soluciones que obtuvieron eran leyes de potencias. Posteriormente (Hoffman 1988), considerando el ensamble jerárquico de los halos, obtuvo un perfil de densidad $\rho \propto r^2$, donde *r* es la distancia al centro del potencial. La ley de potencias obtenida con argumentos analíticos para ρ en función de r, fue confirmada con las primeras simulaciones numéricas de N cuerpos (Frenk et al. 1985; Quinn et al. 1986; Warren et. al. 1992). Sin embargo, Frenk et al. (1988) notaron que los halos que se formaban en simulaciones de materia oscura fría tenían un perfil de densidad que no correspondía a una ley de potencias. Encontraron más bien que la función tenía una pendiente mayor a medida que r crecía. Con simulaciones de alta resolución para estudiar la formación de halos de materia oscura fría, Navarro et al. (1996) encontraron que para una amplia gama de objetos, que van desde galaxias enanas hasta cúmulos de galaxias, abarcando cuatro órdenes de magnitud en masa, el perfil de densidad se puede escribir como la siguiente expresión,

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2},\tag{3-1}$$

Donde r_s es el factor de escala radial y ρ_0 es la densidad característica del halo. Este perfil de densidad tiene la propiedad de que $\rho \propto r^{-1}$ cerca del centro y cae como $\rho \propto r^{-3}$ cuando $r \gg r_s$. Este perfil de densidad, que se conoce como NFW, es consistente con las observaciones de galaxias de distintas dimensiones (por ejemplo, Valenzuela et al. 2007) y es el más utilizado en la actualidad para modelar el halo de materia oscura de las galaxias. Por esta razón es el que empleamos en este trabajo.

Este perfil de densidad tiene dos parámetros libres, ρ_0 y r_s . Sin embargo se podría relacionar uno con otro a través de datos observacionales de las galaxias,

de la siguiente manera. La masa contenida dentro de un cierto radio M(r) para este perfil de densidad, se puede obtener como:

$$M(r') = \int_0^{r'} \rho(r) dV = 4\pi \rho_0 \int_0^{r'} \frac{r^2}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} dr, \qquad (3-2)$$

$$M(r) = 4\pi\rho_0 r_s^3 \left[\ln\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) - \frac{\frac{r}{r_s}}{1 + \frac{r}{r_s}} \right].$$
 (3-3)

Si ahora consideramos la distancia galactocéntrica r_m , en la cual la curva de rotación se vuelve plana, tenemos ahí para una órbita circular

$$\frac{v_c^2}{r_m} = \frac{GM(r_m)}{r_m^2},$$
 (3-4)

Donde v_c es la velocidad de la estrella y *G* es la constante de la gravitación universal. Sustituyendo $M(r_m)$ y despejando ρ_0 , obtenemos

$$\rho_0 = \frac{v_c^2 r_m}{4\pi G r_s^3 \left[\ln \left(1 + \frac{r_m}{r_s} \right) - \frac{r_m/r_s}{1 + r_m/r_s} \right]}.$$
 (3-5)

De esta manera, si conocemos por medio de observaciones los valores aproximados de v_c y r_m , podemos obtener una relación directa entre ρ_0 y r_s .

Si la simetría del halo no es esférica sino en general triaxial, entonces podemos usar coordenadas elipsoidales y entonces el perfil de densidad se escribe como:

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left(\frac{s}{r_s}\right)\left(1 + \frac{s}{r_s}\right)^2}, \qquad s^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}, \tag{3-6}$$
Donde *a*, *b* y *c* son cantidades adimensionales que determinan los tres ejes principales de la distribución. Así pues, si a = b = c, tenemos un halo esférico, mientras que si a > b > c, entonces el halo es triaxial. El caso a > b = c, corresponde a un halo prolato y el caso a = b > c, a uno oblato.

El potencial gravitatorio generado por este halo de acuerdo con Peñarrubia et al. (2009), basándose en estudios realizados por Chandrasekhar (1969) es:

$$\phi(x, y, z) = 2\pi Gabc\rho_0 r_s^2 \int_0^\infty \frac{s(\tau)}{r_s + s(\tau)} \frac{d\tau}{\sqrt{(a^2 + \tau) + (b^2 + \tau) + (c^2 + \tau)}}, \qquad (3 - 7)$$

donde $s(\tau)$ está dado por:

$$s^{2}(\tau) = \frac{x^{2}}{a^{2} + \tau} + \frac{y^{2}}{b^{2} + \tau} + \frac{z^{2}}{c^{2} + \tau}.$$
 (3-8)

De esta forma el modelo del potencial generado por el halo queda determinado por cinco parámetros libres, ρ_0 , r_s , a, b y c. Idealmente, los dos primeros se podrían ajustar usando observaciones de la Vía Láctea y con la ayuda de la ecuación (3-5). Sin embargo, y dado que nuestro propósito principal es distinguir entre la estructura orbital generada por un potencial esférico y la que genera un potencial triaxial, no necesitamos un modelo muy detallado de la Galaxia en principio, sino que requerimos el halo y el disco para probar la importancia de la triaxialidad del halo en la formación de grupos cinemáticos.

Adoptamos el valor $r_s = 8.5 \text{ kpc}$, para garantizar una curva de rotación plana al radio solar en ausencia del disco y $\rho_0 = 0.056 \text{ M}_{\odot}/\text{pc}^3$, que se obtiene suponiendo una velocidad máxima de rotación de 220 km/s y utilizando la relación $r_m \approx 2.17 r_s$, que, de acuerdo con Peñarubia et al. (2009), es válida para halos con perfil de densidad de NFW. Para el caso de los ejes principales *a*, *b* y *c*, que determinan la forma del halo, exploramos varios casos. En el siguiente capítulo explicaremos con detalle la elección de estos parámetros para cada caso que trabajamos.

3.1.2 El modelo de disco: el potencial de Miyamoto-Nagai

El potencial gravitatorio y el campo de fuerza generados por una distribución dada de materia, por ejemplo un disco o un esferoide, pueden siempre ser calculados, aunque generalmente es un trabajo muy laborioso y muchas veces conduce a cálculos numéricos. Sin embargo un modelo más simple de la galaxia puede ser útil para muchos propósitos, pues puede representar en forma realista muchas de sus características. En algunos casos es conveniente proponer un potencial y de ahí calcular el perfil de densidad.

Un ejemplo de lo anterior es el potencial esférico

$$\phi(r) = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + b^2}},$$
(3-9)

donde*r* es la distancia al centro del potencial, *M*es la masa total, *G* es la constante de la gravitación universal y *b* es una constante relacionada con la densidad en el centro de la distribución de masa. Si aplicamos a este potencial la ecuación de Poisson

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho, \qquad (3-10)$$

y despejamos de aquí ρ , obtenemos el perfil de densidad

$$\rho(r) = \left(\frac{3M}{4\pi b^3}\right) \left(1 + \frac{r^2}{b^2}\right)^{-\frac{5}{2}}.$$
 (3 - 11)

Este perfil de densidad y el potencial que genera se conocen como el par de Plummer, quien lo utilizó para modelar cúmulos globulares (Plummer 1911).

Consideremos ahora una distribución completamente plana de masa, con un perfil de densidad superficial

$$\sigma(R) = \frac{aM}{2\pi (R^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}},$$
 (3 - 12)

Donde *M* es la masa total, $R^2 = x^2 + y^2$, siendo x - y el plano donde está la distribución de masa y *a* es también una constante relacionada con la densidad central. Si aplicamos ahora la ecuación de Poisson, obtenemos el potencial

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a+|z|)^2}},$$
(3-13)

donde z es el eje perpendicular al plano x - y.

Este potencial con simetría axial y la distribución de masa que lo genera, fueron propuestos independientemente primero por Kuzmin (1956) y luego por Toomre (1962) y pueden modelar un disco galáctico muy delgado.

Un modelo que combina los dos potenciales anteriores fue propuesto por Miyamoto y Nagai (1975), y se escribe como

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}.$$
 (3-14)

Este potencial se reduce al potencial esférico de Plummer cuando a = 0 y cuando b = 0, se reduce al potencial completamente plano de Kuzmin. Aplicando la ecuación de Poisson, encontramos el perfil de densidad de la distribución de masa que lo produce

$$\rho(R,z) = \left(\frac{b^2 M}{4\pi}\right) \frac{aR^2 + (a+3\sqrt{z^2+b^2})(a+\sqrt{z^2+b^2})^2}{\left[R^2 + (a+\sqrt{z^2+b^2})^2\right]^{\frac{5}{2}}(z^2+b^2)^{\frac{3}{2}}}.$$
 (3 – 15)

En este modelo de disco tenemos tres parámetros libres, a saber *a*, *b* y *M*. Elegimos sus valores de acuerdo al modelo Galáctico de Allen y Santillán (1991), que ha probado reproducir correctamente las principales observaciones de la Galaxia. Tenemos entonces que a = 5.3178 kpc, b = 0.25 kpc y $M = 8.56 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Este modelo se conoce como el potencial de Miyamoto-Nagai y es la base para muchos modelos de disco galáctico, pues puede reproducir características importantes de los discos, como por ejemplo ser más grueso en el centro y más delgado en las orillas. Este es el potencial que usaremos más adelante para modelar el disco de la Galaxia.

3.1.3 Simulaciones con un disco construido con gravedad modificada (MOND)

La teoría de la dinámica newtoniana modificada (MOND, por sus siglas en inglés), fue propuesta por Milgrom (1983) como una alternativa a la materia oscura para explicar fenómenos dinámicos como el aplanamiento de la curva de rotación y algunos otros. En el capítulo 4 describiremos las simulaciones numéricas que realizamos utilizando el potencial de un disco delgado dentro del modelo de MOND y explicaremos con más detalle en qué consiste esta teoría. Por lo pronto aquí describiremos el modelo del disco que utilizamos en esas simulaciones y el potencial que se genera.

Como vimos anteriormente, el potencial de Miyamoto-Nagai se reduce al de Kuzmin cuando b = 0, que corresponde al caso de un disco muy delgado. La versión de la ecuación de Poisson en MOND es no linear y extremadamente difícil

33

de resolver en general. Sin embargo en algunos casos, como un disco plano de Kuzmin, sí se puede resolver. Por esta razón, este es precisamente el potencial que usaremos

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a+|z|)^2}}.$$
(3-16)

La ventaja de usar este modelo es que, en este caso, se puede obtener el campo gravitatorio MOND a partir del campo newtoniano de manera sencilla (Read y Moore 2005)

$$g = g_N \sqrt{\frac{1 + (4a_0^2/g_N^2)^{1/2}}{2}},$$
 (3 - 17)

donde a_0 es una constante propia de MOND, g_N es el campo gravitatorio newtoniano generado por el disco de Kuzmin y g el correspondiente campo gravitatorio MOND.

3.2 Las simulaciones numéricas

Nuestras simulaciones consisten partículas de prueba que representan a las estrellas, moviéndose bajo la influencia de un potencial estático generado por un halo de materia oscura y por un disco.

Las ecuaciones de movimiento para las estrellas se obtienen simplemente haciendo las derivadas parciales del potencial y cambiando el signo. Para el caso del halo, tenemos

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 2\pi Gabc\rho_0 x \int_0^\infty \frac{d\tau}{\frac{s}{r_s} \left(1 + \frac{s}{r_s}\right)^2 (a^2 + \tau)^{3/2} \sqrt{b^2 + \tau} \sqrt{c^2 + \tau}}, \quad (3 - 18)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 2\pi Gabc\rho_0 y \int_0^\infty \frac{d\tau}{\frac{s}{r_s} \left(1 + \frac{s}{r_s}\right)^2 \left(b + \tau\right)^{3/2} \sqrt{a^2 + \tau} \sqrt{c^2 + \tau}},\qquad(3-19)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 2\pi Gabc\rho_0 z \int_0^\infty \frac{d\tau}{\frac{s}{r_s} \left(1 + \frac{s}{r_s}\right)^2 (c+\tau)^{3/2} \sqrt{a^2 + \tau} \sqrt{b^2 + \tau}}.$$
 (3-20)

Como podemos ver, obtener el gradiente del potencial implica calcular integrales impropias, que deben ser resueltas numéricamente. Para hacer más fácil el cálculo, hacemos un cambio de variable que nos permite convertir la integral impropia en una que no lo es. El cambio de variable que realizamos es:

$$u = \frac{1}{\tau + 1}, \qquad \frac{du}{d\tau} = -\frac{1}{u^2}.$$
 (3 - 21)

Con este cambio, las componentes del gradiente se convierten en:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 2\pi Gabc\rho_0 x \int_0^1 \frac{du}{\frac{s_u}{r_s} \left(1 + \frac{s_u \sqrt{u}}{r_s}\right)^2 (\alpha u + 1)^{3/2} \sqrt{\beta u + 1} \sqrt{\gamma u + 1}}, \qquad (3 - 22)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 2\pi Gabc\rho_0 y \int_0^1 \frac{du}{\frac{s_u}{r_s} \left(1 + \frac{s_u \sqrt{u}}{r_s}\right)^2 (\beta u + 1)^{3/2} \sqrt{\alpha u + 1} \sqrt{\gamma u + 1}}, \qquad (3 - 23)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 2\pi Gabc\rho_0 z \int_0^1 \frac{du}{\frac{s_u}{r_s} \left(1 + \frac{s_u \sqrt{u}}{r_s}\right)^2 (\gamma u + 1)^{3/2} \sqrt{\alpha u + 1} \sqrt{\beta u + 1}}, \quad (3 - 24)$$

donde

$$\alpha = a^2 - 1, \qquad \beta = b^2 - 1, \qquad \gamma = c^2 - 1$$
 (3 - 25)

$$s_u = \sqrt{\frac{x^2}{\alpha u + 1} + \frac{y^2}{\beta u + 1} + \frac{z^2}{\gamma u + 1}}.$$
 (3 - 26)

Con este cambio de variable podemos calcular las integrales que resultan, que no son impropias, con el método de Romberg. Para seguir las órbitas de las partículas podemos resolver numéricamente las ecuaciones de movimiento resultantes, con el método de Bulirsch-Stoer (Press et. al. 1992).

Asimismo, en los casos en que se utilizó el potencial de disco de Miyamoto-Nagai, las derivadas parciales que se suman a las anteriores para obtener el campo total que sienten las partículas (estrellas) son

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{GMx}{\left[R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2}\right)^2\right]^{3/2}},$$
(3-27)

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{GMy}{\left[R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2}\right)^2\right]^{3/2}},$$
(3 - 28)

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{GMz}{\left[R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2}\right)^2\right]^{3/2}} \left(1 + \frac{a}{\sqrt{z^2 + b^2}}\right).$$
(3 - 29)

Finalmente, presentamos las componentes del gradiente del potencial para el caso del disco de Kuzmin, que sustituye al halo y disco de la galaxia en los estudios que realizamos con gravedad modificada:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{GMx}{\left[R^2 + (a+|z|)^2\right]^{3/2}},$$
(3-30)

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{GMy}{\left[R^2 + (a + |z|)^2\right]^{3/2}},$$
(3 - 31)

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{GM(a+|z|)}{\left[R^2 + (a+|z|)^2\right]^{3/2}} [sig(z)]$$
(3-32)

De esta forma, en cada simulación tenemos un sistema compuesto por un grupo numeroso de estrellas, cuya cantidad y condiciones iniciales se determinan para cada caso, y que se deja evolucionar bajo la influencia del potencial gravitatorio. El tiempo total de evolución del sistema es de 12 gigaaños, que es comparable a la escala de tiempo de formación del halo estelar y para el caso del satélite que cae es de 16 gigaaños, que es mayor a la edad del universo. Seguimos la evolución del sistema a través de cubos de tiempo, es decir, cada cierto tiempo, por ejemplo cada 10 millones de años, obtenemos la posición (x, y, z) y velocidad (v_x, v_y, v_z) de cada una de las estrellas que constituyen el sistema. Esto también nos permite reconstruir después la órbita de cualquier estrella en particular que nos interese. Preferimos los cubos de tiempo envés de obtener directamente las órbitas, porque nos interesa tener la posición y velocidad simultáneamente de las estrellas en diferentes épocas, para poder analizar el espacio de velocidades. La energía específica total de cada partícula, que es una constante de movimiento en los potenciales independientes del tiempo, como es nuestro caso, fue monitoreada a lo largo de las respectivas trayectorias, obteniendo un error máximo relativo de 10^{-9} .

Finalmente, después del tiempo de integración analizamos el estado cinemático del sistema. En particular nos interesa la presencia o no de grupos móviles de estrellas. Para ello consideramos las estrellas que después del tiempo de evolución del sistema se encuentren en la vecindad de un cierto lugar de la Galaxia, que podría ser la vecindad solar o cualquier otro sitio. El estudio del espacio de velocidades para las estrellas que finalizan dentro de la vecindad que acabamos de describir, nos permite encontrar los grupos dinámicos, pues la

37

presencia de una mayor densidad del puntos en una cierta región de este espacio revela grupos numerosos de estrellas que se mueven con la misma velocidad, en la misma dirección.

En el próximo capítulo mostraremos los resultados que obtuvimos aplicando este modelo en diferentes simulaciones numéricas.

RESULTADOS

Capítulo 4

Detección de la triaxialidad del halo de materia oscura a través de la cinemática estelar

(Resultados del artículo: *Rojas-Niño, A., Valenzuela, O., Pichardo, B. y Aguilar, L., ApJL, 757, 28* y extensión con resultados no publicados)

En este capítulo mostramos los resultados de las simulaciones numéricas realizadas y el análisis del espacio de velocidades resultante, así como la clasificación de las órbitas de las estrellas. En una primera aproximación, utilizamos el potencial gravitatorio generado por el halo de materia oscura de la Galaxia, despreciando la contribución de la componente del disco. Utilizamos halos esféricos, elipsoidales de revolución y triaxiales para comparar las distintas estructuras orbitales generadas. En el siguiente capítulo mostraremos la influencia del segundo elemento más masivo en la Galaxia: el disco Galáctico.

En primer lugar estudiaremos el caso de un satélite que cae en el potencial del halo, cerca de una órbita resonante. La idea de este experimento numérico es mostrar cómo las estrellas que orbitan librando alrededor de una resonancia, permanecen ahí durante un tiempo prácticamente ilimitado y son proclives a formar grupos móviles.

Posteriormente analizaremos el caso de velocidades iniciales aleatorias. La finalidad de estas condiciones iniciales es cubrir la totalidad de las posibles órbitas que pasan por un punto dado de la Galaxia y que permanecen ligadas a gravitacionalmente a ésta. Llevamos a cabo las simulaciones numéricas con tres halos diferentes: esféricos, esféricos de revolución y triaxiales; estos últimos motivados por los estudios de la corriente estelar de Sagitario de Law et al. (2009) y por los estudios de galaxias enanas de Peñarrubia et al. (2009).

4.1 La caída de un satélite

En nuestro primer experimento se estudia la caída de un satélite o un cúmulo globular, en el potencial de un halo triaxial de materia oscura, cerca de una órbita resonante (2:3). Las órbitas resonantes son aquellas que se cierran sobre sí mismas después de un número finito de periodos. Estas órbitas son entonces periódicas y muy importantes, porque, si son estables, las órbitas vecinas se mueven alrededor de ellas, formando así familias orbitales. También hicimos un experimento con las mismas condiciones iniciales, pero con un halo esférico, para poder comparar los resultados de los dos casos. Una característica importante de los potenciales triaxiales es que existen más familias de órbitas resonantes debido a que poseen tres tamaños característicos (los ejes principales), en comparación con la situación de un potencial esférico, donde no hay direcciones principales ni preferencia angular. Esta circunstancia es fundamental en nuestro método para determinar la triaxialidad del halo.

En nuestra primera simulación, el satélite está constituido por 10^4 estrellas con una dispersión isotrópica de velocidades, distribuidas uniformemente en un radio de 0.01 kpc. Realizamos una segunda simulación, en la cual el satélite contaba con 10^5 estrellas y comprobamos que el número de estrellas no parece repercutir en los resultados. La posición inicial del satélite es (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0) y su velocidad inicial es ($v_x = 0, v_y = 0, v_z = 45.6$ km/s). Cada partícula

tiene esta velocidad más una velocidad aleatoria entre 0 y 10 km/s en una dirección también aleatoria. No incluimos autogravedad, aunque es claro que considerar este efecto sólo aumentaría el tiempo de ruptura o disociación del satélite y sólo tendería probablemente a resaltar la estructura cinemática estelar sin afectar necesariamente su abundancia, es decir, sin necesariamente aumentar el número de grupos. El sistema se deja evolucionar durante 16 gigaaños, que es un tiempo mayor a la edad del universo, bajo la influencia del potencial. Consideramos el caso de halos triaxiales, por ejemplo (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98), que está motivado por los valores que encontraron Law et. al. (2009) para el halo de la Vía Láctea, al estudiar la corriente estelar de Sagitario, y también el caso de un halo esférico(a = 1, b = 1, c = 1).

La Figura 4.1 muestra la posición de todas las estrellas después de 16 gigaaños de evolución para el caso esférico (izquierda) y para el caso triaxial (derecha). En esta figura, que corresponde a la simulación con 10⁴ estrellas, podemos apreciar que, para el caso triaxial, después de la ruptura del satélite, las estrellas permanecen en órbitas que libran alrededor de la resonancia durante toda la simulación. En contraste, para el caso esférico es claro que las órbitas de las estrellas están considerablemente más mezcladas al final de la simulación. Esta figura muestra también cómo las estrellas en la vecindad de la resonancia tienden a formar grupos cinemáticos en el caso triaxial, a diferencia de lo que ocurre en el caso esférico.

Los grupos móviles de estrellas que se forman de esta manera, se verían distintos dependiendo de la posición del observador con respecto a la órbita. Sin embargo, en este trabajo deseamos poner énfasis en las diferencias entre el caso esférico y el caso triaxial y sólo consideramos una posición para el observador. La Figura 4.2 muestra el espacio de velocidades en la vecindad solar, si el Sol estuviera cerca de la cabeza de la órbita en forma de pescado, para el caso triaxial (derecha) y en la misma posición, pero para el caso esférico (izquierda). Si por ejemplo la posición del Sol fuera (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0) y tomamos como

42

estrellas en la vecindad solar, aquellas que se encuentran dentro de una esfera de 1 kpc de radio, con el Sol en el centro. Esta figura nos muestra claramente la diferencia entre los dos casos, pues para el halo triaxial observamos dos estructuras cinemáticas simétricas cerca de $v_z = -45$ km/s y $v_z = 45$ km/s, mientras que para el halo esférico no se aprecia esta estructura.



Figura 4.1. Posición de las estrellas del satélite después de 16 gigaaños para el halo esférico (izquierda) y el triaxial (derecha). Llama la atención la mezcla mínima que se aprecia después del largo tiempo de integración para las partículas cerca de la resonancia (2:3) en el caso triaxial.

Como podemos ver, el espacio de velocidades en el caso triaxial, presenta dos brazos que corresponden a estrellas que se mueven a lo largo de la órbita en direcciones opuestas. Estos grupos cinemáticos de estrellas, que no aparecen en el caso esférico, aportarían evidencia de la influencia de un halo triaxial.



Figura 4.2. Espacio de velocidades en la vecindad solar para el caso esférico (izquierda) y el triaxial (derecha), con el Sol cerca de la cabeza de la órbita en forma de pescado.

Con estos experimentos numéricos, mostramos cómo las estrellas cuyas órbitas libran alrededor de una resonancia, permanecen ahí durante un tiempo prácticamente ilimitado y tienden a formar grupos móviles. En contraste, esto no ocurre con otro tipo de órbitas, como las rosetas que son típicas de los potenciales esféricos, donde las estrellas tienden a dispersarse más y no forman grupos móviles. Sin embargo, en el proceso de formación de las galaxias ocurren no uno sino muchos eventos de acreción, por lo que es necesario considerar en las condiciones iniciales de nuestras siguientes simulaciones esta circunstancia. En la siguiente sección emplearemos condiciones iniciales aleatorias, para simular los múltiples eventos de acreción que dan origen a las galaxias.

4.2 Condiciones iniciales con velocidad aleatoria en todas direcciones

En la sección anterior mostramos cómo las resonancias en el potencial de un halo triaxial, promueven la formación de grupos cinemáticos de estrellas en el caso de un solo evento de acreción de un satélite. Ahora exploraremos la posibilidad de que las órbitas cercanas a las resonancias, pudieran haberse poblado durante múltiples eventos de acreción a lo largo de la historia de formación del halo de la Galaxia, dando lugar a grupos móviles de estrellas que aún existirían en la actualidad.

Para ello, llevamos a cabo nuevas simulaciones numéricas, pero ahora con condiciones iniciales diferentes que elegimos de la manera que describimos a continuación. Distribuimos aleatoriamente $2x10^6$ estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio, centrada en la posición (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0), que definimos como la vecindad solar al igual que en la sección anterior. A cada estrella le damos una velocidad aleatoria, cuya magnitud está entre cero y la velocidad de escape en su posición inicial.

La elección de estas condiciones iniciales se debe, por un lado, a que queremos evitar que el ruido estadístico, que como sabemos es inversamente proporcional al número de partículas, pudiera confundirse artificialmente con una estructura cinemática real. Por lo tanto necesitamos un gran número de partículas y con nuestra elección nos aseguramos que todas ellas tengan órbitas que pasan cerca del punto de observación y de esta manera tenemos muchas más estrellas y por lo tanto menos ruido estadístico. Por otro lado, durante el proceso de formación de la Galaxia, muchos satélites y cúmulos globulares han sido acretados desde muchas direcciones diferentes. Nuestras condiciones iniciales toman en cuenta esta circunstancia y hacen una muestra exhaustiva de todas las órbitas que pasan cerca del punto de observación, tanto en dirección como en

velocidad, y que están ligadas gravitacionalmente a la Galaxia.

De las condiciones iniciales que acabamos de describir, quitamos además a las estrellas que se mueven cerca del plano x - y. Estas estrellas se mantienen muy cerca de este plano durante toda la simulación y siempre tienen una v_z cercana a cero. Si dejáramos estas estrellas, aparecerían como una banda horizontal alrededor de $v_z = 0$ en el espacio de velocidades, es decir, aparecerían artificialmente como un grupo cinemático, aunque en realidad no lo son.

Ahora dejamos evolucionar el sistema durante 12 gigaaños, que es comparable al tiempo de evolución del halo de la Vía Láctea (Kalirai 2012). Después de este tiempo de evolución, las estrellas quedan dispersas en un espacio enorme, pero nos concentramos en las que se encuentran en la vecindad solar. Para ello definimos como vecindad solar una esfera de radio de 1 kpc centrada en la posición solar, tal y como hicimos en la sección anterior. Es decir, nos concentramos en las estrellas que regresan a la vecindad solar, que es de donde partieron al inicio de la simulación, después del tiempo de integración. A continuación analizamos el espacio de velocidades en la vecindad solar en busca de estructuras que evidencien la presencia de grupos móviles de estrellas.

Analizamos tres casos diferentes. La Figura 4.3 muestra el caso de un halo esférico. Después del tiempo de integración regresaron a la vecindad solar 29108 estrellas y, como podemos apreciar, no se encuentra ninguna estructura, lo que sugiere la ausencia de grupos móviles de estrellas. La Figura 4.4 corresponde a un halo triaxial con ejes principales (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98) que, como mencionamos al inicio de este capítulo, son los que encontraron Law et al. (2009) al analizar la corriente estelar de Sagitario. En este caso regresaron a la vecindad solar 24654 estrellas y aquí encontramos estructuras simétricas en el mismo lugar ($v_z \sim 45 \text{ km/s}$) que en el caso del satélite que cae en el potencial del halo. Esta circunstancia y el hecho de que estas estructuras no aparezcan en el caso esférico sugieren que efectivamente los brazos simétricos corresponden a

46

estrellas que tienen órbitas que libran alrededor de una resonancia.



Figura 4.3.Espacio de velocidades para el halo esférico medido por un observador hipotético dentro de una esfera de 1 kpc de radio centrada en la posición del Sol. En la gráfica no se observa estructura alguna. El histograma muestra la distribución de tipos de órbitas y notamos el predominio de órbitas abiertas tipo roseta sobre las órbitas cerradas.



Figura 4.4. Espacio de velocidades para el halo triaxial medido por un observador hipotético dentro de una esfera de 1 kpc de radio centrada en la posición del Sol. La gráfica muestra las estructuras relacionadas con una órbita resonante (2:3) y otras estructuras. Presentamos tres histogramas para este caso. El primero corresponde a una región que no presenta estructura y muestra una distribución casi homogénea de tipos orbitales (irregulares, de caja, abiertas de tubo, resonantes). El segundo muestra una distribución dominada por la órbita resonante (2:3) y corresponde a la estructura más preponderante del espacio de velocidades. El tercer histograma está centrado en otra estructura cinemática y aquí la resonancia (5:7) es dominante. Concluimos que la distribución de tipos de órbitas respalda el origen resonante de las estructuras cinemáticas.

4.2.1 El método de clasificación de órbitas

Para confirmar nuestra interpretación, utilizamos el método espectral para clasificar órbitas desarrollado por Carpintero y Aguilar (1998). Este método, que

está basado en el concepto de dinámica espectral (Binney y Spergel 1984), tiene la ventaja de que puede clasificar automáticamente un gran número de órbitas, sin necesidad de inspeccionar visualmente el espacio fase, como se tiene que hacer con los métodos tradicionales. El método ha sido probado exitosamente con potenciales que previamente han sido estudiados analíticamente, como por ejemplo el potencial de Stänkel (1890), el de Kuzmin (1956) o el de Lynden-Bell (1962), y distingue correctamente entre órbitas regulares e irregulares, además de identificar las principales familias de órbitas regulares, como son las órbitas resonantes, las de cajas, las de tubo o las de tipo roseta.

Este método espectral se basa en una propiedad fundamental de las órbitas regulares: que su movimiento en el espacio fase se encuentra sobre la superficie de un toro y por lo tanto son cuasi periódicas. Entonces el espectro de Fourier de las series de tiempo de sus coordenadas, consiste en líneas discretas que corresponden a combinaciones lineales enteras de las frecuencias fundamentales en el espacio fase. Si la órbita es resonante, sólo existe una frecuencia fundamental. En contraste, las órbitas irregulares no son cuasi periódicas y por lo tanto el espectro de Fourier correspondiente contiene líneas que no pueden expresarse como combinaciones enteras de las frecuencias fundamentales. Si la órbita es caótica, entonces el espectro no es discreto sino continuo. La Fig. 4.5 muestra algunos tipos de órbitas que podemos encontrar tanto en potenciales triaxiales como esféricos.



Figura 4.5. Algunos tipos de órbitas. Arriba, órbitas resonantes, típicas de los potenciales triaxiales (resonancia 2:3 a la izquierda y resonancia 4:5 a la derecha). Abajo izquierda, órbita tipo roseta, típica de los potenciales esféricos. Abajo derecha, órbita de caja, que corresponde a un bajo momento angular.

4.2.2 La estructura cinemática en el espacio de velocidades

La Figura 4.4 muestra también los histogramas de la distribución de tipos orbitales en tres regiones diferentes del espacio de velocidades, aplicando el método espectral de Carpintero y Aguilar (1998) que acabamos de describir. Para hacer los histogramas, tomamos todas las estrellas cuya velocidad en *z* se encuentra dentro de una banda centrada en la velocidad que nos interesa y clasificamos sus órbitas con el método espectral que acabamos de mencionar.

Para todos los casos, el ancho de la banda que tomamos fue de 6 km/s. Por ejemplo, para el caso $v_z \sim 45$ km/s, tomamos todas las estrellas con 42 km/s $\leq v_z \leq 48$ km/s. Podemos observar que, mientras que en las regiones sin estructura hay una distribución casi homogénea de todo tipo de órbitas, en las regiones donde sí existen estructuras cinemáticas, hay una importante contribución de órbitas resonantes. Para la región $v_z \sim 45$ km/s predomina la órbita resonante (2:3) y para la región $v_z \sim 90$ km/s predomina la (5:7). El histograma de la Figura 4.3, muestra que para un halo esférico predominan las órbitas resonantes es mucho menor.

La estructura cinemática que se observa en el espacio de velocidades del caso triaxial, es característica y duradera. La Figura 4.6 muestra el espacio de velocidades en cuatro momentos distintos, que corresponden a 6, 8, 10 y 12 gigaaños de evolución. Como podemos observar, la estructura cinemática se mantiene a lo largo del tiempo.

La Figura 4.7 muestra también el espacio de velocidades correspondiente al halo triaxial, pero para estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio que está a 20 kpc de distancia del centro del halo, lejos ya del disco Galáctico. En esta posición, la influencia gravitatoria del disco es muy pequeña comparada con la del halo y podemos asegurarnos de que la estructura orbital es generada precisamente por el halo nada más. Nótese que aquí también encontramos las estructuras simétricas, como en el caso de la caída del satélite, pero alrededor de $v_z \sim 60 \text{ km/s}$. Estas estructuras corresponden a una órbita resonante (2:3), como lo pudimos confirmar con el clasificador de órbitas que empleamos anteriormente. También encontramos estructura cinemática en $v_z \sim 14 \text{ km/s}$, que corresponde a una resonancia (3:5). Esto significa que la posición del observador, aunque importante, no es determinante para poder observar grupos móviles de estrellas.

51



Figura 4.6. Evolución temporal del espacio de velocidades correspondiente a un halo triaxial, desde 6 hasta 12 gigaaños. La estructura cinemática persiste.



Figura 4.7. Izquierda, lo mismo que en la Figura 4.4, pero para una posición diferente (20 kpc, 0, 0). A pesar de que el observador está lejos del disco Galáctico, es posible detectar la huella de un halo triaxial. Derecha, la proyección v_y - v_z del mismo espacio. Podemos observar la estructura cinemática en la posición de las órbitas resonantes.

Además de estas simulaciones, llevamos a cabo un experimento numérico con otro halo triaxial, pero con ejes principales ligeramente diferentes (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.74). Con este modelo de halo de materia oscura, Peñarrubia et al. (2009) mostraron cómo un cúmulo globular que se rompe por las fuerzas de marea, podría formar grupos cinemáticos de estrellas de larga duración, lo que podría explicar las zonas de menor dispersión de velocidades en algunas galaxias enanas, como en el caso de Osa menor. La Figura 4.8 muestra el espacio de velocidades correspondiente a la posición (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0).



Figura 4.8.Lo mismo que en la Figura 4.4, pero para un halo triaxial diferente (*a*=1.47, *b*=1.22, c=0.74). Aquí también se aprecian estructuras cinemáticas, una de ellas en (v_z ~110 km/s).

Como podemos observar, aquí también aparecen estructuras en forma de brazos simétricos, una de ellas en ($v_z \sim 110 \text{ km/s}$). El análisis espectral para la clasificación de órbitas que ya habíamos usado, revela que en esta posición domina una resonancia (2:3), que en este caso corresponde a una órbita en forma de pescado.

El hecho de que en este caso también encontremos estructura cinemática relacionada con órbitas resonantes, confirma nuestra tesis de que es la triaxialidad lo que detona la formación de grupos móviles de estrellas y no los parámetros específicos.

4.3 Potencial producido por halos oblatos y prolatos

Además de las simulaciones numéricas que llevamos a cabo con potenciales esféricos y triaxiales, quisimos completar los estudios con los casos intermedios entre estos casos, es decir, realizamos otras simulaciones con los potenciales generados por halos oblatos (a = b > c) y prolatos (a > b = c) e investigamos la estructura cinemática en estos casos.

Las condiciones iniciales para estas nuevas simulaciones fueron las mismas que para los casos triaxial y esférico que estudiamos en la sección anterior. Distribuimos aleatoriamente $2x10^6$ estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio, centrada en la posición (x = -20 kpc, y = 0, z = 0). A cada estrella le damos una velocidad aleatoria, cuya magnitud está entre cero y la velocidad de escape en su posición inicial. Dejamos evolucionar el sistema durante 12 gigaaños y después de este tiempo de evolución, analizamos el espacio de velocidades de las estrellas que quedaron dentro de la esfera de 1 kpc de radio centrada en la posición inicial.

En el caso de los halos prolatos, realizamos simulaciones con dos razones de ejes principales diferentes, una con un halo más alargado (b/a = 0.67) y la otra con uno más redondeado (b/a = 0.83). Los espacios de velocidades correspondientes se muestran en las Figuras 4.9 y 4.10. Como se observa en estas figuras, cuando el halo es más alargado aparecen estructuras en el espacio de velocidades, mientras que en el caso de un halo más redondeado estas estructuras no aparecen y sólo se aprecia una sobredencidad alrededor de $v_z = 0$.



Figura 4.9. Espacio de velocidades correspondiente a un halo prolato alargado (a=1.47, b=0.98, c=0.98). Se observan estructuras cinemáticas como en el caso de un halo triaxial.



Figura 4.10. Espacio de velocidades correspondiente a un halo prolato redondeado(a=1.47, b=1.22, c=1.22). Sólo se observa una sobredensidad alrededor de v_z =0.

Para el caso de los halos oblatos, realizamos también simulaciones con dos razones de ejes principales diferentes, una con un halo más chato ($^{C}/_{a} = 0.67$) y la otra con uno más redondeado ($^{C}/_{a} = 0.83$). Los espacios de velocidades correspondientes después del tiempo de integración se muestran en las Figuras 4.11 y 4.12. Observamo que para el caso de un halo más achatado aparecen estructuras, mientras que para el caso de un halo más redondeado sólo se aprecia una tenue línea en $v_{z} = 0$.



Figura 4.11. Espacio de velocidades correspondiente a un halo oblato achatado (a=1.47, b=1.47, c=0.98). Se observan estructuras cinemáticas.



Figura 4.12. Espacio de velocidades correspondiente a un halo oblato redondeado (*a*=1.47, *b*=1.47, *c*=1.22). Sólo se observa una una línea en v_z =0.

En este capítulo estudiamos el movimiento de estrellas bajo la influencia del potencial gravitatorio generado por halos de materia oscura con diferentes formas. Nuestras simulaciones muestran que un potencial triaxial de la Vía Láctea, determina una rica estructura cinemática en el halo y esta característica es duradera. Esta es una diferencia importante con el caso esférico, donde no se genera ninguna estructura cinemática.

En el caso de la caída de un satélite en el potencial del halo triaxial, cerca de una órbita resonante, las estrellas libran alrededor de la resonancia por un tiempo mayor a la edad del universo (16 gigaaños). Mientras que en el caso de múltiples eventos de acreción durante el proceso de formación del halo Galáctico, que simulamos con condiciones iniciales con velocidad aleatoria en todas

direcciones, se forman estructuras cinemáticas en el espacio de velocidades, cuando el halo de materia oscura es triaxial. La razón de esto es que una fracción importante de las estrellas permanecen librando alrededor las órbitas resonantes y forman grupos cinemáticos (Figuras 4.4, 4.6, 4.7 y 4.8). Estos grupos podrían detectarse observacionalmente, sin embargo no es una tarea fácil. La contribución del disco al potencial gravitatorio podría generar estructura orbital, como se ha discutido por Lux et al. (2012). Sin embargo, este problema se puede enfrentar analizando estrellas lejanas al disco Galáctico, para minimizar su efecto gravitatorio, o bien caracterizando correctamente su efecto en la estructura orbital, para diferenciarlo del causado por la triaxialidad del halo. En el siguiente capítulo analizaremos los posibles efectos del disco en la dinámica de las estrellas del halo.

Capítulo 5

Simulaciones numéricas considerando otros elementos

En el capítulo anterior estudiamos el efecto del potencial de un halo supermasivo tipo Vía Láctea, sobre la estructura orbital de estrellas en el halo estelar. Ahora consideraremos además otros elementos que complican el potencial y que intuitivamente parecerían ser capaces de contribuir a la formación de estructura en el espacio de velocidades, esto es, a la formación de grupos cinemáticos como en el caso de un halo triaxial.

En la primera sección de este capítulo, presentamos los resultados de las simulaciones numéricas realizadas con un halo esférico y un disco de Miyamoto-Nagai. En la segunda sección, presentamos un estudio preliminar de la estructura orbital estelar en el potencial gravitacional formado por un disco de Kuzmin, pero siguiendo la teoría de gravedad modificada MOND, para la construcción del potencial.

5.1 Modelo con disco y halo esférico

La búsqueda de la formación de grupos cinemáticos producidos por el potencial no simétrico del halo triaxial puro, nos lleva a hacer una pregunta interesante: ¿Cuál es el papel del disco de la Galaxia en estas estructuras? En las siguientes

simulaciones numéricas exploramos entonces la influencia del disco en la estructura orbital de la Galaxia. Para ello empleamos el modelo de la Vía Láctea de Allen y Santillán (1991) que contiene un halo esférico, un disco de Miyamoto-Nagai, y un bulbo. El disco tiene las características que describimos ampliamente en el capítulo 3, el bulbo es esférico con un perfil de densidad de Plummer (ecuación 3-11), con una masa de $1.41 \times 10^{10} M_{\odot}$ y el parámetro b = 0.3873 kpc y el halo esférico tiene una masa hasta 100 kpc de $8 \times 10^{11} M_{\odot}$. La idea de llevar a cabo estos experimentos es comparar la estructura orbital generada por un halo triaxial, que estudiamos en el capítulo anterior, con la que genera un halo esférico y un disco, de tal manera que sea posible distinguir claramente ambos casos.

Las condiciones iniciales que utilizamos en este caso, son las mismas que empleamos para las simulaciones con los halos solos. Distribuimos aleatoriamente $2x10^6$ estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio, centrada en la posición (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0), que definimos como la vecindad solar. A cada estrella le damos una velocidad aleatoria, cuya magnitud está entre cero y la velocidad de escape en su posición inicial. Al igual que en el caso de los halos, aquí también retiramos de las condiciones iniciales, por las mismas razones, a las estrellas que se mueven cerca del plano x - y, es decir, las que inicialmente tienen una v_z cercana a cero. Nuevamente dejamos evolucionar el sistema durante 12 gigaaños. Después de este tiempo de evolución, nos concentramos en las estrellas que se encuentran dentro de la vecindad solar, tal y como la acabamos de definir. Es decir, nos concentramos en las estrellas que regresan a la vecindad solar, que es de donde partieron al inicio de la simulación, después del tiempo de integración. Nuevamente analizamos el espacio de velocidades en la vecindad solar, para estudiar la estructura cinemática.

La Figura 5.1, muestra el espacio de velocidades después del tiempo de integración. Como se observa, la única estructura que aparece es una banda en $v_z \approx 0$, que corresponde a las estrellas que se mueven en el plano x - y. Es importante recordar que el punto de observación se encuentra todavía dentro del

62

disco de la Galaxia, cuyo efecto gravitatorio sobre las órbitas estelares se manifiesta con esta banda.

Si comparamos el espacio de velocidades correspondiente a un halo triaxial, como el que estudiamos en el capítulo anterior, con el que corresponde a un halo esférico más un disco, notamos que son claramente diferenciables. Mientras que en el primero aparecen bandas simétricas en $v_z \sim 45 \text{ km/s}$, en el segundo se observa una sola banda en $v_z \approx 0$. La razón de lo anterior es que el origen de estas bandas es distinto en ambos casos. Mientras que en el primer caso las bandas están asociadas con las órbitas resonantes que corresponden a esa posición, en el segundo caso la banda que se observa no tiene relación con una resonancia, sino con órbitas de caja asociadas con el potencial del disco. La Figura 5.2 nos muestra claramente las diferencias que acabamos de describir.



Figura 5.1. Espacio de velocidades en la vecindad solar para el caso de un disco y un halo esférico. Se observa una banda en la posición $v_z=0$, asociada al potencial del disco.



Figura 5.2. Espacio de velocidades en la vecindad solar para el caso de un halo triaxial (izquierda) y para el caso de un potencial compuesto por un disco y un halo esférico (derecha). La posición de las bandas es claramente diferente en los dos casos.

Por otro lado, la Figura 5.3 muestra el espacio de velocidades en un punto de observación donde la influencia del disco es pequeña (x = 20 kpc, y = 0, z = 0). Como se puede apreciar, aquí ya no se observa la banda en $v_z \approx 0$, como cuando el punto de observación está dentro del disco. Sólo se observa una zona donde la densidad es ligeramente mayor alrededor de $v_z = 0$. Este espacio de velocidades es también muy diferente al que corresponde a un halo triaxial, que observamos en el panel izquierdo de la Figura 5.2.



Figura 5.3. Espacio de velocidades para el caso de un disco y un halo esférico en el punto de observación (x=20 kpc, y=0, z=0). Se observa una zona de mayor densidad, pero es muy diferente al espacio de velocidades correspondiente a un halo triaxial.

5.2 Modelo con disco y halo triaxial

Además del modelo galáctico con disco y halo esférico que acabamos de estudiar, quisimos explorar el efecto que tiene un disco en el modelo con un halo triaxial. La idea es descartar la posibilidad de que la presencia del disco pudiera borrar o afectar la estructura cinemática característica que genera el halo triaxial, como lo estudiamos en el capítulo anterior. Con el propósito de investigar esta posibilidad, realizamos simulaciones numéricas empleando un disco de Miyamoto-Nagai con las mismas características que el que usamos en la sección anterior, el bulbo y un
halo triaxial con ejes principales (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98), idéntico a uno de los que utilizamos en el capítulo anterior.

Las condiciones iniciales son las mismas que empleamos en la sección anterior. Distribuimos aleatoriamente $2x10^6$ estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio, centrada en la posición (x = -20 kpc, y = 0, z = 0), que definimos como la vecindad solar. A cada estrella le damos una velocidad aleatoria, cuya magnitud está entre cero y la velocidad de escape en su posición inicial. Aquí también retiramos de las condiciones iniciales a las estrellas que se mueven cerca del plano x - y y dejamos evolucionar el sistema durante 12 gigaaños. Después del tiempo de integración, analizamos nuevamente el espacio de velocidades en la vecindad solar, para estudiar la estructura cinemática del sistema.

La Figura 5.4 muestra el espacio de velocidades después del tiempo de integración. Como podemos observar, la estructura cinemática presenta los brazos simétricos característicos del halo triaxial y es muy diferente a la que se observa en el caso de un halo esférico y un disco.



Figura 5.4. Espacio de velocidades para el caso de un disco y un halo triaxial en el punto de observación (x=-20 kpc, y=0, z=0). Se observan las estructuras simétricas características del caso triaxial.

5.3 Modelo con gravedad modificada (MOND)

La materia oscura no es la única teoría que existe para explicar la discrepancia entre la masa luminosa y la masa gravitacional. La dinámica newtoniana modificada (MOND, por sus siglas en Inglés), fue propuesta por Milgrom (1983) como alternativa a la materia oscura para explicar este fenómeno. En esta teoría la materia oscura no es necesaria para explicar los diversos fenómenos astrofísicos, es decir, la materia luminosa es toda la materia que existe, y en cambio se propone que la dinámica newtoniana debe ser modificada para campos gravitatorios pequeños.

MOND se puede interpretar como una modificación a las leyes de la dinámica o como una modificación a la ley de la gravitación. Sin embargo, como en la dinámica galáctica predomina la interacción gravitatoria, las dos interpretaciones son equivalentes y podemos elegir cualquiera. Dentro de la segunda interpretación, la ley de la gravitación de Newton deja de ser válida cuando el campo es muy pequeño, mientras que sigue siendo válida para valores mayores del campo. Es decir, que

$$|g| = \frac{GM}{r^2},\tag{5-1}$$

Cuando $g \gg g_0$ y

$$\frac{|g|^2}{g_0} = \frac{GM}{r^2},\tag{5-2}$$

Cuando $g \ll g_0$. Aquí g_0 es una constante universal que determina la transición entre el régimen de campo fuerte y campo débil y su valor es aproximadamente de $1.2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$. Estas dos expresiones se pueden combinar para tener una ley de la gravitación que sea válida siempre

$$\mu\left(\frac{g}{g_0}\right)|g| = \frac{GM}{r^2} = |g_N|, \qquad (5-3)$$

Donde g_N es la aceleración gravitacional newtoniana y la función $\mu(x)$ debe satisfacer la condición $\mu(x) \approx 1$ cuando $x \gg 1$ y $\mu(x) \approx x$ cuando $x \ll 1$. La forma exacta de $\mu(x)$ no está determinada en esta teoría, pero de manera empírica se ha encontrado que

$$\mu(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}},$$
 (5-4)

es una buena elección (Read y Moore 2005).

El mérito principal de MOND, es que puede explicar el aplanamiento de la curva de rotación a gran distancia del centro de las galaxias, sin necesidad de recurrir a la existencia de la materia oscura. Como podemos recordar, este fenómeno fue uno de los más importantes que dieron origen precisamente al concepto de materia oscura (Rubin et al. 1980). La parte externa de las galaxias está ya dentro del régimen de campo débil. Despejando g de la ecuación (5-2), obtenemos

$$|g| = \frac{\sqrt{GMg_0}}{r}.$$
 (5-5)

Si ahora recordamos que la condición para que el movimiento sea en una órbita circular es

$$\frac{v^2}{r} = |g|, \qquad (5-6)$$

encontramos que la velocidad de rotación se puede expresar como

$$v = (GMg_0)^{1/4}.$$
 (5 - 7)

Esto significa entonces que la velocidad de rotación es independiente de la distancia al centro de la galaxia en este régimen. Como vemos, MOND explica de manera natural el fenómeno del aplanamiento de la curva de rotación de las galaxias. Esta expresión corresponde a la relación de Tully-Fischer, si existe una relación lineal entre la masa total de una galaxia y su luminosidad total.

MOND ha tenido éxito para explicar algunas observaciones de las galaxias, como los que se mencionó anteriormente, pero también algunas dificultades, especialmente para describir correctamente la dinámica de los cúmulos de galaxias, por ejemplo (Sanders 1999; Clowe 2004). Sin embargo, y a pesar de que la materia oscura es la teoría más aceptada, MOND no ha sido descartado y por esta razón realizamos también estudios dentro de esta teoría.

Llevamos a cabo simulaciones numéricas dentro de MOND, con el potencial generado por un disco delgado de Kuzmin, que describimos en la sección 3.3 del capítulo 3. Como ahí vimos, para este caso el campo gravitatorio de MOND, se puede obtener a partir del campo newtoniano (Read y Moore 2005)

$$g = g_N \sqrt{\frac{1 + (1 + 4g_0^2/g_N^2)^{1/2}}{2}}.$$
 (5 - 8)

Así que primero calculamos g_N a partir del potencial de Kuzmin y luego obtenemos simplemente g con la expresión anterior y con este valor llevamos a cabo la integración. Analizamos el espacio de velocidades resultante en la vecindad solar (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0), después de un tiempo de integración de 12 gigaaños. Las condiciones iniciales son las mismas que utilizamos en la sección anterior ($2x10^6$ estrellas dentro de una esfera de 1 kpc de radio en la vecindad solar con velocidad aleatoria entre cero y la velocidad de escape).

Los resultados se muestran en la Figura 5.5. Como podemos observar, la estructura del espacio de velocidades en este caso, es también muy diferente a la del caso del halo triaxial. Aquí sólo observamos una zona de mayor densidad entre $v_z = -100 \text{ km/s}$ y $v_z = 100 \text{ km/s}$ y no se observan las bandas simétricas características del caso triaxial.

La Figura 5.6 muestra también el espacio de velocidades para este caso, pero para un punto de observación diferente (x = -20 kpc, y = 0, z = 0). Como podemos apreciar, tampoco se observan las bandas simétricas características de un potencial triaxial.



Figura 5.5. Espacio de velocidades en la vecindad solar para el caso del potencial de un disco de Kuzmin dentro de MOND. No se observan las bandas simétricas características del caso triaxial.



Figura 5.6. Lo mismo que en la Figura 5.5, pero para un punto de observación diferente (*x*=-20 kpc, y=0, z=0), donde el efecto del disco es pequeño. La estructura cinemática es muy diferente a la correspondiente a un potencial triaxial.

También llevamos a cabo una simulación numérica con un disco de Kuzmin y un halo triaxial de materia oscura con gravedad newtoniana. El objetivo es comparar directamente la estructura orbital generada por este potencial con la que se genera en el caso de un disco de Kuzmin con gravedad modificada. Las condiciones iniciales fueron las mismas que en el caso que se muestra en la Figura 5.6.

La Figura 5.7 muestra el espacio de velocidades para este caso. Como podemos observar, la estructura cinemática presenta los brazos simétricos característicos del halo triaxial, a diferencia del caso del disco de Kuzmin sólo, con

gravedad modificada.



Figura 5.7. Espacio de velocidades para el caso de un disco de Kuzmin y un halo triaxial en el punto de observación (*x*=-20 kpc, *y*=0, *z*=0). Se observan las estructuras simétricas características del caso triaxial.

Los resultados de las simulaciones numéricas que presentamos en este capítulo, muestran que es posible distinguir entre la estructura cinemática generada por un disco más un halo triaxial y la generada por un disco más un halo esférico. Mientras que en el primer caso aparecen bandas simétricas en el espacio de velocidades, en el segundo sólo aparece una banda en el centro, si el punto de observación está dentro del disco y ninguna, si este punto está donde la influencia del disco ya es pequeña.

Por otro lado, los resultados que obtuvimos también permiten distinguir entre la estructura cinemática generada por el halo triaxial y la que genera un disco de Kuzmin dentro de MOND, donde no existe el halo de materia oscura. En este último caso, el espacio de velocidades no presenta las bandas simétricas características del caso triaxial, sino solamente una zona de mayor densidad.

Estos resultados y su comparación con la enorme cantidad de datos astrométricos precisos que próximamente aportará *Gaia,* ayudarán por un lado, a discernir si el potencial de la Vía Láctea es generado principalmente por un disco y un halo de matera oscura o si es sólo producido por un disco pero con una ley de gravitación modificada. Asimismo, ayudará a determinar, si el halo es de materia oscura, su forma triaxial, elipsoidal de revolución o esférica.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis, usando simulaciones numéricas, estudiamos el movimiento de estrellas bajo la influencia del potencial gravitatorio generado por diferentes elementos galácticos, como halos de materia oscura de diferentes formas y discos. Nuestras simulaciones muestran que se genera una rica estructura cinemática, cuando tenemos la presencia de un halo triaxial y esta característica es duradera. Esta es una diferencia importante con el caso de un halo esférico y con el caso de la ausencia total de halo de materia oscura y gravedad modificada MOND.

Tanto en el evento único de acreción de un satélite por el potencial del halo, como en el caso de estrellas con velocidades iniciales aleatorias, simulando eventos de acreción en todas direcciones durante el proceso de formación del halo Galáctico, se forman estructuras cinemáticas en el espacio de velocidades, cuando el halo de materia oscura es triaxial. Como mencionamos en el capítulo 4, la razón de esto es que una fracción importante de las estrellas permanecen librando alrededor de las órbitas resonantes y forman grupos cinemáticos (Figuras 4.4, 4.6, 4.7 y 4.8). Estos grupos podrían detectarse observacionalmente, sin embargo esta tarea enfrenta importantes retos. En primer lugar, la contribución del disco al potencial gravitatorio podría generar estructura orbital. Sin embargo, este problema se puede enfrentar analizando estrellas donde la influencia al disco Galáctico es pequeña, para minimizar su efecto gravitatorio, o bien caracterizando

correctamente su efecto en la estructura orbital, para diferenciarlo del causado por la triaxialidad del halo. Las Figuras 5.1 y 5.3 muestran los resultados de los esfuerzos que realizamos con este objetivo. La estructura cinemática en este caso es muy diferente a la que corresponde a un halo triaxial y se pueden claramente diferenciar (Figura 5.2). La Figura 5.4 muestra la estructura cinemática en el caso del potencial generado por un halo triaxial y un disco. Se puede apreciar que la presencia del disco no destruye la huella cinemática del halo triaxial. Los resultados de este trabajo también nos permiten diferenciar el caso triaxial del caso de un disco delgado dentro de la teoría de gravedad modificada MOND (Figuras 5.5, 5.6 y 5.7).

En segundo lugar, la ruptura reciente de un cúmulo globular o de un satélite, provocada por las fuerzas de marea en el halo, podría también producir grupos móviles de estrellas (Lux et al. 2012; Peñarrubia et al. 2009), incluso si el halo es esférico. Sin embargo, podremos distinguir estos grupos de los asociados con la forma del halo, con la ayuda de los datos de población estelar. La idea es que en los primeros esta población debe ser más homogénea y con una metalicidad diferente a la de los últimos, cuya metalicidad debe ser parecida a la del halo estelar. Por ejemplo, se ha encontrado recientemente que la metalicidad de una muestra importante de estrellas de la corriente estelar de Monoceros, que probablemente provenga de la galaxia enana del Can Mayor, es diferente a la del halo estelar, pues tiene un [Fe/H]=-1con una dispersión de entre 0.1 y 0.22 dex (Meisner et al. 2012), mientras que An et al. (2013), encontraron que la metalicidad del halo estelar en un rango de distancias de entre 5 y 8 kpc del Sol, es de -2.3≤[Fe/H]≤-1.5 con una dispersión de entre 0.25 y 0.4 dex. Un grupo móvil asociado a una órbita resonante tendría una metalicidad más parecida a la del halo estelar, pues sus miembros provendrían precisamente de él. Otra forma en que podríamos reconocer un grupo móvil asociado a la forma del halo de materia oscura, nos la ofrece la velocidad de las estrellas que se encuentran en las órbitas resonantes. Encontramos que la velocidad de estas estrellas, cuando pasan cerca del punto de observación, no cambia mucho cuando variamos ρ_0 y r_s , es decir, no

76

es sensible a estos parámetros. Por ejemplo, para el caso de un halo triaxial con ejes principales (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98), con el punto de observación a 8.5 kpc del centro de la Galaxia, teníamos que $v_z = 46.5$ km/s para una órbita resonante. Al variar ρ_0 en 10% obtenemos que $v_z = 47.5$ km/s y al variarla en un 20%, $v_z = 48.3$ km/s. Por otro lado, si variamos r_s en 10%, obtenemos que $v_z = 48.1$ km/s y si lo variamos un 20%, $v_z = 49.8$ km/s. Así que para el caso (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98), si tuvieramos un grupo móvil de estrellas cercano a la posición solar, con una velocidad en *z* de entre 40 y 50 km/s, sería candidato a estar relacionado con una órbita resonante. A diferencia de lo que ocurre en este caso, v_z es más sensible a cambios en la razón de los ejes principales, pues al variar c/a en un 10%, obtenemos que $v_z = 75.2$ km/s. De manera que si pudiéramos determinar, por ejemplo con datos de metalicidad, que un grupo móvil está asociado a una órbita resonante, su velocidad nos podría ayudar a encontrar la razón de ejes del halo de materia oscura.

Los datos que se obtengan de *Gaia* (el satélite astrométrico que se lanzó el 19 de diciembre de 2013), comparados con los resultados de las simulaciones que presentamos en esta tesis, podrían ayudar a determinar la forma del halo de materia oscura de la Vía Láctea, pues nos proporcionarán fuertes restricciones a la estructura estelar de la Galaxia y nos brindará información precisa de la posición y velocidad, así como de la composición química, de una enorme cantidad de estrellas.

En trabajo futuro, planeamos desarrollar un método para comparar los resultados de nuestras simulaciones con los datos que proporcionará *Gaia*. De esta manera, si detectáramos grupos móviles de estrellas en el halo, podríamos determinar la triaxialidad, o al menos la no esfericidad, del halo Galáctico.

Por otro lado, estamos analizando la posibilidad de que nuestros estudios puedan determinar no sólo la forma, sino también la orientación del halo de materia oscura con respecto al disco galáctico.

77

También planeamos extender nuestros estudios a otras galaxias y en particular a las galaxias elípticas, que tienen características muy distintas a las que tienen las espirales, como la Vía Láctea.

La detección de grupos cinemáticos asociados con la forma del halo, sería una clara indicación de que el halo de materia oscura de la Vía Láctea podría ser triaxial, o al menos no esférico, y sería de gran importancia para las teorías de formación galáctica y para el modelo estándar de la cosmología, el λ CDM.

APENDICES

Apéndice I

Artículo publicado con los principales resultados de esta tesis en:

Rojas-Niño, A., Pichardo, B., Valenzuela, O. y Aguilar, L. 2012, ApJL, 757, 28

DETECTING TRIAXIALITY IN THE GALACTIC DARK MATTER HALO THROUGH STELLAR KINEMATICS

Armando Rojas-Niño¹, Octavio Valenzuela¹, Barbara Pichardo¹, and Luis A. Aguilar²

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

Ciudad Universitaria, D.F., Mexico; octavio@astro.unam.mx, barbara@astro.unam.mx

² Observatorio Astronómico Nacional, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. postal 877, 22800 Ensenada, Mexico

Received 2011 December 8; accepted 2012 August 16; published 2012 September 17

ABSTRACT

Assuming the dark matter halo of the Milky Way to be a non-spherical potential (i.e., triaxial, prolate, oblate), we show how the assembling process of the Milky Way halo may have left long-lasting stellar halo kinematic fossils due to the shape of the dark matter halo. In contrast with tidal streams, which are associated with recent satellite accretion events, these stellar kinematic groups will typically show inhomogeneous chemical and stellar population properties. However, they may be dominated by a single accretion event for certain mass assembling histories. If the detection of these peculiar kinematic stellar groups were confirmed, they would be the smoking gun for the predicted triaxiality of dark halos in cosmological galaxy formation scenarios.

Key words: Galaxy: halo – Galaxy: kinematics and dynamics – Galaxy: structure

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

The standard cosmological model (ACDM) has reached a development stage in which cosmological tests at the scale ofgalaxies become possible (e.g., Van den Bosch 1998; Courteau&Rix 1999; Gnedin et al. 2006; Pizagno et al. 2007). However,a lack of understanding of the complicated physics that mediatesthe evolution of baryonic matter has meant that these tests arehard to implement, as their application depends on this physics.In some cases, controversial results come out of these studies (e.g., Klypin et al. 1999; Moore 1994), stimulating suggestionsof modifications for the model, but probably also the need formore accurate comparisons between theory and observations(e.g., Valenzuela et al. 2007; Simon & Geha 2007).

Under the ACDM picture of structure formation, galacticsizedhalos are assembled through the accretion of smallerstructures or subhalos (Kauffmann et al. 1993; Ghigna et al.1998; Klypin et al. 1999), or by major mergers, leavingimprints from these processes in the dark matter kinematics and leading to a triaxial halo shape. Besides the assembling process, dark matter halo triaxiality may be produced by dynamical secular evolution such as radial orbit instability (Aguilar & Merritt 1990; Barnes et al. 2005). All together, triaxiality is a ubiquitous property of dark matter structures in a hierarchical universe (Allgood et al. 2006; Vera-Ciro et al.2011). Studies aiming to detect triaxiality have to face the complication of halo shape evolution or even that triaxiality may be erased or turned into oblateness by the baryonic galaxy formation; as a consequence, a robust detection or rejection of a non-spherical halo is still a valuable result that constrains the efficiency of dynamical mechanisms of halo triaxiality evolution. Different observational strategies have been proposed in order to quantify triaxiality in galactic halos. One of them is based on the Sagittarius stellar tidal stream morphology and kinematics (Law et al. 2009), several others on hypervelocity stars (Gnedin et al. 2005), and another one on galaxy satellite systems distribution (Zentner et al. 2005). However, a clear observational detection of dark matter halo non-sphericity is still a challenge, mostly because of the need for higher precisionin observations and because of degeneracies triggered by the baryonic galaxy structure. Based on our previous discussion, our Letter is focused on detecting a non-spherical halo, therefore we will use triaxiality in a very broad sense without distinguishing among true triaxiality, prolateness, or oblateness. However, at the end of this Letter we will briefly discuss possible differences.

The aim of this Letter is to introduce a possible new strategy inorder to detect triaxiality in the Milky Way halo. Our strategy is a generalization of the discussion presented by Peñarrubia et al. (2009) for dwarf spheroidal satellite galaxies. Peñarrubia et al. (2009) show that globular clusters stellar remnants are long lived in the potential of triaxial dwarf galaxies, explaining the origin of cold stellar structures observed in UMinor and other Milky Way satellites. The kinematic groups correspond to the halo version of stellar moving groups in galactic disks (Antoja et al. 2009), though the mechanism is not identical. In this work we propose that if the Milky Way sits in a triaxial dark matter halo, the stellar halo assembling history is able to populate the quasi-resonant orbits triggering kinematic stellar groups. In order to prove our thesis, we perform numerical simulations of test particles moving inside the potential generated by dark matter halos with different shapes; the population of the orbital structure is randomly generated. We analyze the resulting kinematic and orbital structure in order to decide if the stellar kinematic structure may hold evidence for halo triaxiality.

This Letter is organized as follows. In Section 2, the threedimensional galactic halo potential used to compute orbits is briefly described. In Section 3, we introduce a strategy aimed at efficiently exploring the stellar phase space accessible to a hypothetical observer and we also present the results of our numerical simulations. Finally, in Section 4, we present a discussion of our results and our conclusions.

2. THE MODEL FOR THE GALACTIC HALO

For simplicity, our model assumes that the Galaxy is surrounded by a static dark matter halo with the density profile proposed by Navarro et al. (1996). It is important to mention that in our study we do not pretend to use a state of the art Milky Way model; instead we present a proof of concept that a triaxial halo develops and preserves abundance structure in the stellar phase space because of the resonant orbital structure. For example, we do not yet include the Galactic disk, even though solar neighborhood stellar orbits will be clearly influenced. Even more, the Galactic dark matter halo shape has been evolving over time, though we still use a static model. Our study does not lose generality because, as we show, the dominant halo resonant orbital structure is present only inside a non-spherical halo. In any case, our results provide a lower limit to the possible galactic triaxiality, which may be comparable to the kinematics sampled by an observer farther away from the disk or after discarding if possible, any disk effect. We will return to this pointin Section 4.

Under our assumptions, the gravitational potential generated by the halo takes the form

$$\Phi(x, y, z) = 2\pi Gabc\rho_0 r_s^2 x \int_0^\infty \frac{s(\tau)}{r_s + s(\tau)} \frac{d\tau}{\sqrt{(a^2 + \tau) + (b^2 + \tau) + (c^2 + \tau)}}$$
(1)

from Peñarrubia et al. (2009). Here, the dimensionless quantities a, b, and c are the three main axes; ρ_0 is the characteristic density of the halo; and r_s is the radial scale. We use elliptical coordinates, where

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

Halo triaxiality is then given by *a*, *b*, and *c*. In the next section, we explore the effect of halo triaxiality in the resulting orbital structure. The model density structure determined by five free parameters, r_s , ρ_0 , and the axis ratios *a*, *b*, and *c*. Ideally, all can be adjusted using Milky Way observations; however, this is a not a finished task in Galactic astronomy and we only seek to distinguish between orbits in aspherical and triaxial halo. Instead, we adopt r_s = 8.5 kpc inorder to guarantee a flat rotation curve at the solar radius in the absence of a disk, and ρ_0 = 2.46 $M_s \text{pc}^{-3}$, obtained assuming a maximum rotation velocity of 220 km s⁻¹. The possible axis ratios are even harder to constrain, thus, we decided to explore four cases: One (*a* = 1.47, *b* = 1.22, *c* = 0.98) motivated by the halo model that best fits Sagittarius stream (Law et al. 2009) ,a prolate model, an oblate one, and a spherical halo model.

3. NUMERICAL TEST PARTICLE SIMULATIONS

We tracked the orbital motion of a number of stars under the influence of the gravitational potential generated by a steady triaxial dark matter halo as described in the previous section. The equations of motion are numerically solved using the Bulirsh–Stoer method (Press et al. 1992). We monitored the individual particle energy constant of motion and obtained a maximum relative error in our computations of about 10⁻⁹. We will analyze two different setups that will enable us to

demonstrate the power of the orbital structure in identifying a non-spherical halo. After 12 Gyr, which is comparable to the stellar halo formation timescale (Kalirai 2012), we analyzed the kinematic projections V_x-V_z and we use the spectral orbital method developed by Carpintero & Aguilar (1998) in order to study the orbital-type distribution and investigate if the structure is composed of resonant orbits. This method is based on the concept of spectral dynamics introduced by Binney & Spergel (1984) that uses the Fourier transform of the time series of each coordinate. The method distinguishes correctly between regularand irregular orbits, and identifies various families of regularorbits (boxes, loops, tubes, boxlets, etc.). It also recognizes the second-rank resonances that bifurcate from them.

3.1. Satellite Infall Initial Conditions

Our first set of simulations study the infall of a satellite or globular cluster into the dark matter halo potential, near a resonant orbit (2:3). An important characteristic of triaxial potential is that resonant orbits are dominant compared to the situation in a spherical potential where there is no angular preference for particles to settle down, and the abundance of all types of orbits is not dominated by resonances. This circumstance is an important ingredient in determining halo triaxiality. The aim of this set of controlled experiments is to show that in the vicinity of resonances, stellar orbits librate and stay for practically infinite time. In our simulation, the satelliteis made of 10^4 test particles with an isotropic velocity dispersion f 10 km s⁻¹, the number of particles has no effect on the orbital calculation accuracy, though it may impact the significance of kinematic structures. We will return to this issue later. Satellite self-gravity is neglected, but including this effect will produce only a delay in the satellite disruption time and little or no effectin the abundance of kinematic stellar structure.We let the system evolve for a period comparable to recent constraints on the stellar halo formation time (12 Gyr), under the potential generated by the dark halo for the two cases mentioned in Section 2. Figure 1 shows the resultant position and velocities for the satellite stars.

In Figure 1 (upper panels), the particle positions indicate that disrupted stars with the right energy and angular momentumlibrate around a resonant orbit during the entire simulation timefor the triaxial halo. In contrast, for the spherical case it is clearthat particles are considerably more mixed by the end of the simulation. Figure 1 (lower panels) shows how the stars in the vicinity of resonances are prone to form kinematic groups for he triaxial case in contrast to what happens in the spherical halo. This is similar to what has been recently claimed by Luxet al. (2012) for a galactic globular cluster. These groups would look different from different positions with respect to this fishlike orbit, although we have focused on the difference between the spherical and the triaxial cases. Figure 2 (upper panels) shows how velocity space would look for example at the solar neighborhood at the end of the simulation if the Sun were close to the "fish head" orbit (left panels for a spherical halo and right panels for a triaxial halo). The observer will find two symmetric arm-like kinematic structures close to 100 km s⁻¹.We assumed the solar position to be at (x = -8.5 kpc, y = 0, z = 0), and take as stars in the "solar neighborhood" those found inside a sphere of radius 1 kpc, centered at the solar position; however, we could have placed the observer at a different position. In order to illustrate that, Figure 2 (bottom panels) also shows the velocity space, but for stars that are inside a sphere centered at(x = -8.5 kpc, y = 0, z = 2 kpc). For both cases, although at different positions, the velocity space shows two arms that correspond to stars moving along the resonant orbit in opposite directions. Kinematic groups formed in this manner would provide evidence of a non-spherical halo.



Figure 1. Position and velocities of the satellite stars after 16 Gyr for the spherical (left) and the triaxial halo (right). It is remarkable the small mixing shown after the long integration time for particles close to the 2:3 resonant orbit in the triaxial case.

(A color version of this figure is available in the online journal.)



Figure 2. Velocity space in the solar neighborhood (upper panels) for both cases of spherical (left panel) and triaxial (right panel), setting the Sun close to thefish head orbit. Bottom panels show the case for an observer farther away by 2 kpc for both cases of spherical (left panel) triaxial (right panel). (A color version of this figure is available in the online journal.)

3.2. Random Velocity Initial Conditions

Once we provided a good evidence of kinematic stellarstructure triggered by resonances in a triaxial dark matterhalo in a single satellite accretion event, we have to assess the probability that a long stellar halo assembly history maypopulate orbits in the vicinity of resonances triggering long-lastingstellar moving groups. We face three difficulties: Thenumber of particles is inversely proportional to noise, whichcould artificially mimic the kinematic groups. Therefore, if wewant to have a reliable moving group detection we need to have a large number of particles. Second, an observer will have goodkinematic accuracy only inside a limited neighborhood; finally, during the galaxy assembly history, satellites and globularclusters have been accreted from many different directions.For that reason, instead of populating the whole halo withparticles, we use the following initial condition setup. We define a sphere with radius Raround a putative observer, then we randomly populate the sphere with particles, also withrandomly selected velocities between zero and the local escapevelocity, mimicking the contribution of many accretion events with different orientations and energies, etc, but assuring thatthe corresponding orbit is bounded to the galaxy. This is justa strategy to explore the available phase space, and is notpretending to be a full self-consistent generation of positionand velocities. Stars librating around resonances will eventually return to the observer position, and therefore we populateorbits that the artificial observer will detect, increasing ourparticle statistics at a lowcomputing price. The

process produces persisting kinematic groups at the velocities around resonances if the process is efficient in exploring the available phase-space, because irregular and open orbits will almost never come back.In contrast, a non-resonant region will present nearly evenly distributed types of orbits as a result of phase mixing, and also non-kinematic groups after some mixing time scales.

We randomly distributed 2 × 10^6 stars inside the "observer neighborhood," defined as mentioned above, and we assigned to them random velocities between zero and the escape velocity.We removed from the initial conditions the stars that were moving close to the X-Y plane. These stars remain in this plane all along the simulation and will always have V_z close to zero. If we have populated the whole halo, this orbital concentration would be compensated with neighbor orbits thrown out from different galaxy positions. Although this orbit would appear in the velocity plane as a horizontal band, they do not forma kinematic group. We verified this using a spectral orbit classification (Carpintero & Aguilar 1998), as discussed below. We let the system evolve over 12 Gyr, and at the end of this integration time, we studied the stellar kinematic distribution. This integration time is long enough to be comparable to the Milky Way halo evolution (Kalirai 2012). For our purpose, we consider the stars that are found after the simulation in the "artificial observer neighborhood." Figure 3 shows the resulting kinematic distribution of stars after performing the simulation for two different cases. The upper panel of Figure 3 corresponds to a spherical halo (a =1.0, b = 1.0, c = 1.0) and the bottom panel corresponds to a triaxial halo (a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98).

From Figure 3, the velocity space for the triaxial halos shows two arms in the same position as in the case of thefalling satellite. The fact that the kinematic structures do not appear in the spherical case strongly suggests that these kinematic arms correspond to stars librating in the vicinity of a resonance. In order to prove our interpretation, we use the spectral orbital method mentioned in Section 3 and show that the more outstanding kinematic structures have an important contribution of resonant orbits. In contrast, a featureless region has an almost even distribution of orbital types, and the spherical case shows mostly open orbits. Although we do not pretend to assess yet the detectability of the kinematic structure triggered by a non-spherical halo, we would like to show that the importance of resonant orbits in our velocity structure is not an artifact of small number statistics or poor sampling. We would like to stress that the orbital-type histogram presented inFigure 3 shows that particles in the 2:3 resonance are 38.5% of the total, which is significantly larger than the typical fluctuation amplitude. Similar calculations were performed using oblateand prolate models, and the results, although non-identical, are qualitatively the same as the ones presented in this Letter. The corresponding details will be presented in a future study.

Figure 4 also shows the velocity space for the triaxial halos, but for stars that are inside a sphere centered at a large distance from the galactic disk. Note that the arm-like features are still detected, just as in the satellites case. Therefore, details of the observer's position and galactic model, though important, are not key in order to detect the kinematic groups.



Figure 3. Kinematic structure in spherical (top panel) and triaxial halo (bottom panel) models. We show the V_x-V_z projection of the velocity space measured by a hypothetical observer inside the spherical model; the projection is basically featureless, the inset shows a histogram of the orbital types, and the contribution of resonant orbits is negligible. Right-hand panel shows the $V_x - V_y$ diagram corresponding to an observer inside the triaxial halo model. We recover the structure related to the fish-like orbits as in the single satellite experiment, and other structures, regardless that in this case we randomly populated the orbital distribution. We present three insets in the triaxial halo case: the upper right onethat shows almost a nearly even distribution of all orbital species, the inset in the middle shows a distribution clearly dominated by resonant orbits (2:3), the lower left inset is centered in another kinematic structure, again the 5:7 resonantis dominant. We conclude that the orbital-type distribution supports the resonant origin of the kinematic structure and its capability as a triaxiality diagnostic. Both systems were evolved for 2 × 10⁹ years.

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Using test particle simulations, we studied the motion of stars under the influence of the gravitational potential generated by a steady triaxial dark matter halo and a spherical one. Our simulations show that a non-spherical shape of the MilkyWay dark matter (triaxial, prolate, oblate) halo determines an important amount of the stellar halo kinematic structure, and that this is a long-lasting feature. There is some dependence on the kinematic structure distinguishing the triaxial case from the prolate and oblate situation; however, the most outstanding difference is the comparison with the spherical case, where no kinematic structure is triggered.

In a satellite accretion event into the triaxial halo potential, close to a resonant orbit, star particles librate around resonances for times longer than the age of the universe (16 Gyr). Even if the stars have initial random velocities, mimicking random satellite accretion events during the Galactic halo assembling, many of the stars still stay around resonant orbits and are prone to form kinematic groups if the dark matter halo is triaxial. The reason is that an important



Figure 4. Same as Figures 3(c) and (d), but for a different position (8.5, 0, 1.5).Regardless of the observer height with respect to the disk plane, it is possible to detect the signature of the non-spherical halo. (A color version of this figure is available in the online journal.)

fraction of stars willbe librating around resonances and they will be prone toform kinematic groups (see Figures 3 and 4). These groups might be observationally detectable, however this endeavor will face important challenges. First, the disk contribution to the gravitational potential may trigger orbital structure as it has been discussed by Lux et al. (2012). However, either the disk effect may be characterized and avoided or the search may focus on stars farther away from the disk effect in order to minimize the disk gravitational effect.

The era of Gaia will provide us with strong constraints to the Galaxy stellar structure, as well as 6D spatial information and chemical composition of a huge number of stars and at distances further away from the solar neighborhood. Careful analysis of these data compared with the results of our simulations may shed some light on the shape of the Milky Way halo. A single event such as the tidal disruption of a globular cluster or a satellite, may produce long-lasting kinematic groups even in configuration space (Lux et al.2012; Peñarrubia et al. 2009) with some degeneracy in their interpretation due to the dark matter halo and the dynamical age of the accretion event. However, we will be able to distinguish these groups from those associated with the dark matter halo shape with the help of the stellar population data, which must be very homogeneous. The detection of these types of kinematic groups would be a clear indication of the triaxiality (nonsphericity) of the Milky Way dark matter halo, and will beof great importance for the galaxy formation theories and the Λ CDM scenario.

We thank Antonio Peimbert for some enlightening discussions. We thank DGAPA-PAPIIT through grant 110711, PAPIITIN115311, and CONACyT grant CB-128556.

REFERENCES

Aguilar, L. A., & Merritt, D. 1990, ApJ, 354, 33

- Allgood, B., Flores, R. A., Primack, J. R., et al. 2006, MNRAS, 367, 1781
- Antoja, T., Valenzuela, O., Pichardo, B., et al. 2009, ApJ, 700, L78
- Barnes, E. I., Williams, L. L. R., Babul, A., & Dalcanton, J. J. 2005, ApJ, 634,
- Binney, J., & Spergel, D. 1984, MNRAS, 206, 159
- Carpintero, D. D., & Aguilar, L. A. 1998, MNRAS, 298, 1

Courteau, S., & Rix, H.-W. 1999, ApJ, 513, 561

Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., et al. 1998, MNRAS, 300, 146

Gnedin, O. Y., Gould, A., Miralda-Escud'e, J., & Zentner, A. R. 2005, ApJ, 634, 344

Gnedin, O., Weinberg, D. H., Pizagno, J., Prada, F., & Rix, H. W. 2006, arXiv:astro-ph/0607394

Kalirai, J. S. 2012, Nature, 486, 90

Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guideroni, B. 1993, MNRAS, 264, 201 Klypin, A., Gottl"ober, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M. 1999, ApJ, 516,530

Law, D. R., Majewski, S. R., & Johnston, K. V. 2009, ApJ, 703, L67 Lux, H., Read, J. I., Lake, G., & Johnston, K. V. 2012, MNRAS, L464 Moore, B. 1994, Nature, 370, 629

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563 Peñarrubia, J., Walker, M. G., & Gilmore, G. 2009, MNRAS, 399, 1275

Pizagno, J., et al. 2007, AJ, 134, 945 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992,

Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing (2nd ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)

Simon, J. D., & Geha, M. 2007, arXiv:0706.0516

Valenzuela, O., Rhee, G., Klypin, A., et al. 2007, ApJ, 657, 773

Van den Bosch, F. C. 1998, ApJ, 507, 601 Vera-Ciro, C. A., Sales, L. V., Helmi, A., et al. 2011, MNRAS, 416, 1377 Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A. 2005, ApJ,

629.219

Apéndice II

Artículo enviado para publicación, con resultados adicionales contenidos en esta tesis, en:

Rojas-Niño, A., Martínez-Medina, L. Pichardo, B., Valenzuela, O. 2013, ApJ94595

HALO STELLAR KINEMATICS INDUCED THROUGH NON-SPHERICAL MILKY-WAY-LIKE DARK MATTER POTENTIALS

Armando Rojas-Niño¹, Luis Martínez-Medina², Octavio Valenzuela¹, Barbara Pichardo¹

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

Ciudad Universitaria, D.F., México; octavio@astro.unam.mx, barbara@astro.unam.mx

2 Departamento de Física, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, A.P. 14-740, 07000

México D.F., México

ABSTRACT

Recent studies have presented evidence that the Milky Way global potential may be non-spherical. In this case, the assembling process of the Galaxy may have left long lasting stellar halo kinematic fossils due to orbital resonances produced by the shape of the dark matter halo. In this work we have extended our previous study, considering now potential models further away from ACDM halos, like scalar field dark matter halos, MOND, and including several other factors that may mimic the emergence and permanence of kinematic groups, such as, a spherical and triaxial halo with an embeded disk potential. We find that regardless of the density profile or the gravity theory, kinematic groups could confirm the predicted triaxial halo potential. The detection of these kinematic stellar groups could confirm the predicted triaxiality of dark halos in cosmological galaxy formation scenarios and may help to distinguish between newtonian and MOND gravity.

Subject headings: Galaxy: halo - Galaxy: kinematics and dynamics - Galaxy: structure.-

1 Introduction

The ACDM scenario is considered the standard one because it incorporates self-consistently many large scales properties of the universe. One of the ubiquitous features of the _CDM scenario is the hypothesis of the existence of cold dark matter particles required to explain the cosmic structure formation. (ACDM) model is also able to make predictions on galactic scales as, relating the process of galaxy formation with the internal properties of galaxies, triggering a vivid debate in the astronomical comunity. (e.g. White & Rees 1978; Kau_mann et al. 1993; Moore 1994; Van den Bosch 1998; Klypin et al. 1999; Moore et al. 2012).

ACDM theory of structure formation predicts that galactic size dark matter halos, are formed by the accretion of many smaller size structures called subhalos or by merger of larger structures (Kauffmann et al. 1993; Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999). Cosmological simulations, predict that galactic formation process would produce traxial dark matter halos. Dark matter halos triaxiality may also be produced by dynamical secular evolution like the radial orbit instability (Aguilar & Merritt 1990; Barnes et al. 2005). Therefore, the possible detection of the dark matter halos triaxiality would be of great importance for these galactic evolution and formation theories, as it would cofirm one of their most intrinsic predictions.

Regardless of the great success explaining large scale structure of the ACDM scenario, the lack of clear positive results in attempts of direct dark matter detection have motivated the exploration of alternative models. In this manner, with the purpose of testing other theories, alternative to cold dark matter and their effect on the dynamical structure of the Galaxy, we introduced two different models for the potential, one based on gravity modified theories (MOND specifically), and a different profile for dark Matter, based on scalar fields.

In the field of Modified Newtonian Gravity (MOND), the work of Milgrom (1983) is one of the most popular proposals in astrophysics. A common feature in this family of theories is that the only gravity source is baryons. In the Milky Way case, that implies that mostly, the flat disk potential is responsible of the whole galactic dynamics, particularly in the stellar halo. Is the allowed orbital structure distinguishible from a disk loaded inside a triaxial dark matter halo?

On the other hand, in the scalar field dark matter (SFDM) model, the main hypothesis is that the nature of the dark matter is determined by a fundamental scalar field that condensates forming Bose-Einstein Condensate (BEC) "drops" (Guzmán & Matos 2000: Magaña et al. 2012), these condensates represent galaxies dark matter halos. Robles & Matos (2013) consider that dark matter is a self-interacting real scalar eld embedded in a thermal bath at temperature T with an initial Z₂ symmetric potential. Due to the expansion of the Universe, the temperature drops in such a way, that the Z_2 symmetry is spontaneously broken, and the field rolls down to a new minimum. For galaxies, the Newtonian approximation provides a good description giving an exact analytic solution within the Newtonian limit. The following density profile represents halos in condensed state or halos in a combination of exited states, $\rho = \rho_0 \sin^2(kr) / (kr)^2$, where ρ_0 and k are fitting parameters. Efforts to include the baryonic influence on SFDM halos are necessary to have accurate comparisons with observations however they are still in very early stages of understanding (González-Morales et al. 2013).

An important feature of SFDM density profiles is the presence of wiggles, characteristic oscillations of scalar field configurations in excited states. This could result in some differences in the gravitational potential for a scalar field halo compared with the Λ CDM profile, possibly imprinting a

signature in the stellar kinematics of the galactic stellar halo.

In paper I, we introduced a new strategy in order to detect triaxiality in the Milky Way halo, in adittion to the ones commonly discussed in literature (Law et al. (2009), Gnedin et al. (2005), Zentner et al. (2005), Steffen & Valenzuela (2008), Valenzuela et al. (2014) since none of them is conclusive yet. The strategy is based on the stellar kinematics in the Galaxy halo. The idea was to compare the orbital structure generated by a spherical halo with the orbital structure generated with a triaxial halo. The kinematic differences between both cases and their comparison with observational data could help to determine whether the Galactic halo is really triaxial. An important difference between a triaxial potential and a spherical one is that in the first case there are abundant resonant orbits, while in the second roset orbits are dominant and have no angular preference. The presence of resonant orbits favors the formation of moving groups of stars: the kinematic groups. In that work, we showed that if the Milky Way sits in a triaxial dark matter halo, the stellar halo assembling history is able to populate the quasiresonant orbits triggering kinematic stellar groups. The analysis of the resulting kinematic and orbital structure may give evidence for the halo triaxiality.

The aim of this paper is to generalize the results obtained in paper I, where we only employed triaxial and spherical NFW halos. Now we carrie out numerical simulations with other galactic components as a Miyamoto-Nagai disk and a different dark matter density profile, and other gravity theory (MOND disk). Finally, for this work we also generalized the initial conditions used in paper I to figure out if the resulting kinematic structure depended on them.

This paper is organized as follows. In Section 2 the 3-D galactic potentials used to compute orbits are briey described. In Section 3 we introduce our numerical simulations, techniques and a strategy aimed to efficiently explore the stellar phase space accessible to a hypothetical observer, and we also present the results of our numerical simulations. In Section 4, we introduce our initial conditions scheme. Finally, in Section 5 we present a discussion of our results and our conclusions.

2. The Potential Models

In Paper I we assumed a steady NFW (Navarro et al. 1996) triaxial dark matter halo as a proof of concept that a triaxial halo develops and preserves abundance structure in the stellar phase space because of the resonant orbital structure. With that study we were able to produce clear features in the velocity space (i.e. halo moving groups), but we did not include any other galactic components or halo representations other than a galactic triaxial NFW profile halo.

In this paper, with the purpose of testing the generality of the results in Paper I, we have extended our studies including now the effect of a disk inside two, very different in nature, triaxial halo potentials. We have also explored a disk that responds to a modified law of gravity (MOND).

2.1. Halo Potentials

We have implemented two intrinsically different potential

halos, one as in Paper I, produced by a NFW density profile

$$\Phi(x, y, z) = 2\pi Gabc\rho_0 r_s^2 x \int_0^\infty \frac{s(\tau)}{r_s + s(\tau)} \frac{d\tau}{\sqrt{(a^2 + \tau) + (b^2 + \tau) + (c^2 + \tau)}}$$
(1)

from Peñarrubia et al. (2009). Here, the dimensionless quantities a, b, and c are the three main axes; ρ_0 is the characteristic density of the halo; and r_s is the radial scale. We use elliptical coordinates, where

$$s(\tau) = \frac{x^2}{a^2 + \tau} + \frac{y^2}{b^2 + \tau} + \frac{z^2}{c^2 + \tau}.$$
 (2)

Halo triaxiality is then given by a, b, and c. For the second halo, we used the density profile of a scalar field configuration (Robles & Matos 2013) and included the triaxiality using the formulae of Chandrasekhar (1969)

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\pi Gabc\rho_0}{k^2} \\ x \int_0^\infty \frac{ln(s(\tau)) - C_i(2ks(\tau))}{\sqrt{(a^2 + \tau) + (b^2 + \tau) + (c^2 + \tau)}} d\tau$$
(3)

where a, b, and c are the three main axes and C_i is the cosine integral function.

2.2. Disk Potential

With the halo potential, we have included a potential that simulates the Galactic disk. We considered two cases, a Miyamoto-Nagai and a Kuzmin model for a modified gravity case. With these models we performed numerical simulations in order to explore the influence of the disk on the orbital structure of the Galaxy.

2.2.1. Miyamoto-Nagai potential

A commonly used model for the Galactic disk is the one proposed by Miyamoto and Nagai (1975),

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}.$$
 (4)

This potential has three free parameters, *a*, *b* that represent the radial and vertical length-scale, and *M*, the total mass in the disk. For the case of the Milky Way, we adopted a = 5.3178 kpc, b = 0.25 kpc, and $M = 8.56 M_{\odot}$ (Allen & Santillán 1991).

2.2.2. MOND Kuzmin disk potential

With the purpose of searching for a difference in the orbital structure, induced by using the typical models for the Galactic potential, that assume the existence of dark matter massive halos, against modified newtonian dynamical models for the gravity, we have constructed a MOND (Modified Newtonian Dynamics) galactic disk, as proposed by Milgrom (1983), as an alternative to the dark matter halo.

Unlike newtonian gravity, the MOND version of Poisson equation is non-linear and extremely difficult to solve. However, for some mass distributions, it is possible to find the gravitational potential and a Kuzmin disk is one of these cases. The advantage of employing a Kuzmin disk is that the MOND gravitational field can be obtained from the newtonian field (Read & Moore 2005),

$$g = g_N \sqrt{\frac{1 + (1 + 4a_0^2/g_N^2)^{1/2}}{2}}.$$
 (5)

where a_0 is the MOND constant, g_N the Newtonian gravitational field generated by the Kuzmin disk, and g is the corresponding MOND gravitational field.

In this manner, since the Miyamoto-Nagai potential reduces to a Kuzmin potential when b=0, that corresponds to the case of a completely at disk. The potential produced in this case is

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a+|z|)^2}},$$
(6)

Thus g_N is calculated first from the Kuzmin potential, and then we obtain g with equation (5). Once we have g, we carry out the integration. In the next section, we explore the effect of the halo and the disk potential in the resulting orbital structure. In the case of NFW profile, the halo structure is determined by five free parameters, r_s , ρ_0 and the axis ratios *a*, *b* and *c*. As in Paper I, we adopted $r_s = 8.5$ kpc, in order to guarantee a flat rotation curve at the solar radius in the absence of a disk, and $\rho_0 = 0.056 \text{ M}_{\text{S}} \text{ pc}^{-3}$, obtained assuming a maximum rotation velocity of 220 km/s. The possible axes ratios are even harder to constrain, thus, we decided to set them to a = 1.47, b = 1.22, c = 0.98, motivated by the halo model that best fits Sagittarius stream (Law et al. 2009), and a spherical halo model, in order to compare. For the scalar field halo we chose the parameters k= 0.123 kpc⁻¹ and $\rho_0 = 0.0213$ M_s pc⁻³ to guarantee a rotation velocity at the solar radius r = 8.5 kpc of 240 km s⁻¹, according to recent estimations for the Milky Way. The three main axes *a*, *b* and *c* are the same as for the NFW profile.

3. Numerical Test Particle Simulations

We performed numerical simulations, consisting of a number of stars under the inuence of the gravitational potential generated by the different Galactic elements as described in the previous section. The equations of motion are numerically solved with the Bulirsh-Stoer method (Press et al. 1992). We monitored the individual particle energy constant of motion and obtained a maximum relative error in our computations of 10⁻⁹ up to 12 Gyr. We will analyze several different set ups that will enable us to demonstrate the power of orbital structure in order to identify a non-spherical halo. After 12 Gigayears, which is comparable to the stellar halo formation timescale (Kalirai 2012), we analyzed the kinematic projections vx-vz and we use the spectral orbital method developed by Carpintero & Aguilar (1998) in order to study the orbital type distribution and investigate if the structure is formed by resonant orbits. This method is based on the concept of spectral dynamics introduced by Binney & Spergel (1984) that uses the Fourier transform of the time series of each coordinate. The method distinguishes between regular and irregular orbits, and identifies various families of regular orbits (boxes, loops, tubes, boxlets, etc.), it also recognizes the second-drank resonances that bifurcate from them.

Now we have to assess the probability that a long stellar halo assembly history may populate orbits in the vicinity of resonances triggering long lasting stellar moving groups. As we did in Paper I, instead of populating the whole halo with particles, we use the following initial conditions set-up. We define a sphere with radius R, around a putative observer, we randomly populate the sphere with particles, also with randomly selected velocities between zero and the local escape velocity, mimicking the contribution of many accretion events with different orientations and energies, but assuring that the corresponding orbit is bounded to the galaxy. This is just a strategy to explore the available phase space, is not pretending to be a full self-consistent generation of position and velocities. In the case of a triaxial halo, stars librating around resonances will comeback eventually to the observer position therefore we populate orbits that the artificial observer will detect, increasing our particle statistics at a low computing price. The process produce persisting kinematic groups at the velocities around resonances if the process is efficient to explore the available phase space, because irregular and open orbits will almost never comeback. In contrast a non-resonant region will present nearly evenly distributed types of orbits as a result of phase mixing, and also non-kinematic groups after some mixing time scales.

3.1. Triaxial halo with disk

We set 2×10^6 stars randomly distributed inside the "observer neighborhood", defined as a sphere of 1 kpc of radius and centered in the position of observation, in our case (x = 20 kpc, y = 0, z = 0). We assigned random velocities between zero and the escape velocity. We removed from the initial conditions the stars that were moving close to the X-Y plane. These stars remain in this plane all along the simulation and will always have v_z close to zero. If we have populated the whole halo this orbits concentration would be compensated with neighbor orbits thrown out from different galaxy positions. Although these orbits would appear in the velocity plane as a horizontal band, they do not form a kinematic group; we verified this using the mentioned spectral orbit clasificator (Carpintero & Aguilar 1998). We let the system evolve during 12 Gigavears and at the end of this integration time, we studied the stellar kinematic distribution. This integration time is long enough to be comparable to the Milky Way halo evolution (Kalirai 2012). For our purpose, we consider the stars that are found after the simulation, in the "artificial observer neighborhood". Figure 1 shows the resulting kinematic distribution of stars after performing the simulation for two different cases. Upper panel of Fig. 1 corresponds to a spherical halo (a=1.0, b=1.0, b=1.0,c=1.0), and bottom panel corresponds to a triaxial halo (a=1.47, b=1.22, c=0.98). Both cases contain a Miyamoto-Nagai disk as described in section 2.2.1. The Miyamoto-Nagai disk is circular, which is not necessarily true in the presence of a triaxial halo, since the potential of the latter could deform the disk. However, this does not affect the results; because a disk aligned with the major axis of the halo only reinforce the effect. Note that the only structure that appears in the first case is a band close to $v_z = 0$, corresponding to the stars moving in the X-Y plane. As explained in Paper I, although these orbits would appear in the velocity plane as a horizontal band, they do not form a kinematic group. In the second one we can observe symmetrical bands at $v_z \sim \pm 45$ km/s. This figure shows a clear difference between both cases. The symmetrical bands, associated to resonant orbits, would be evidence for the presence of a triaxial halo.

3.2. Kuzmin disk with MOND

In this section we describe the numerical simulations that we performed considering a Kuzmin disk within MOND theory (Milgrom 1983) as an alternative to dark matter. In this theory, dark matter does not exist at all and instead it is proposed that Newtonian dynamics should be modified. In the MOND version, gravity law has a more general form

$$\mu\left(\frac{g}{a_0}\right)g = \frac{GM}{r^2} = g_N,\tag{7}$$

where a_0 is a universal constant that determines

the transition between the regime of strong and weak field and its value is approximately 1.2×10^{-10} m s⁻². The function $\mu(x)$ is not determined in this theory, but it must satisfy the condition $\mu(x) \approx 1$ when $x \gg 1$ and $\mu(x) \approx x$ when $x \ll 1$. In the outer part of the galaxies, the weak field regime is valid and $\mu(x) \approx x$. This leads to a rotation velocity $\nu =$ $(GMa_0)^{1/4}$, and so the velocity of rotation in the outer part of galaxies is independent of r. Thus MOND can explain the flattening of the rotation curve at great distances from the center of the galaxies, without invoking the existence of dark matter. This is its main achievement and the reason why it was born. However MOND also has some troubles, especially to correctly describe the dynamics of galaxy clusters, (Sanders 1999; Clowe 2004). Nevertheless, despite that dark matter is the most accepted theory, MOND has not been ruled out and therefore we wanted to study this case.

The initial conditions are the same as in the cases of the triaxial halo and a disk: 2×10^6 stars within a sphere of 1 kpc radius in the observer neighborhood (x = 20 kpc, y = 0, z = 0), with random velocities between zero and the escape velocity.

We analyze the resulting velocity space after an integration time of 12 gigayears. Figure 2 shows the kinematic structure for this case. An area of higher density in velocity space is formed, but without the symmetric bands that characterizes the case of a triaxial halo. We conclude that our method allows us to distinguish between a triaxial halo and a Kuzmin disk within MOND, through the stellar kinematics.

4. Isotropic Initial Conditions

As described above the initial conditions set-up, used in the previous sections and paper I, provide an observer with good kinematic accuracy only inside a limited vicinity, and avoiding populating the whole halo with particles ensures a relatively



Fig. 1. Stellar kinematic distribution in the velocity space for a spherical NFW halo and a Miyamoto-Nagai disk (top panel), and for a triaxial NFW halo (bottom panel).

low computing cost. But this initial distribution of particles is not symmetric around the halo center and the question remains about if this choice for the initial conditions has a non negligible effect on the _nal kinematic structure for the triaxial dark matter halo employed in paper I. With this in mind we introduced a more general and complete initial conditions set up, di_erent to the described above for the NFW halo pro_le in this experiment. For the scalar _eld triaxial halo we constructed isotropic initial conditions that populate the entire halo. This is done by randomly distributing 12×10⁶ particles inside a sphere of 25 kpc of radius centered at (x = 0, y = 0, z = 0). The velocities were selected randomly between zero and the local escape velocity. This choice for the initial conditions will ensure that the kinematic stellar structure, seen in paper I, is not because of the sampling and is still present in spite of the different initial distribution of particles.

4.1. Scalar field dark matter halo

For this triaxial halo we used the isotropic initial conditions described above, 12×10^6 particles populating a sphere of 25 kpc of radius centered at

(x = 0, y = 0, z = 0) with velocities selected randomly between zero and the local escape velocity.

We selected (a = 1:47, b = 1.22, c = 0.98) for the axis of the triaxial halo and evolved the system for some 12 Gyr. Figure 3 shows the *vx-vz* projection of the velocity space as seen by a hypothetical observer at the end of the integration time.

In Figure 3 we found horizontal structure resembling that seen in Paper I. We also performed a simulation with the spherical case (a = 0, b = 0, c = 0), for comparison and found that the velocity space is featureless and homogeneous. This suggests that the kinematic structure seen in the velocity space of the triaxial halo corresponds, again, to stars librating in the vicinity of resonances. We verified this by using the spectral orbital method of Carpintero & Aguilar (1998), and we find that the most remarkable regions of the velocity space are dominated by resonant orbits.

5. Discussion and Conclusions

In this work we extend the orbital study of a stellar system under the inuence of the gravitational potential generated by a steady triaxial dark matter halo, compared to spherical ones. We have added a Milky-Way-like disk to our study in order to understand and search for a way to separate the effects. We have tested a different type of profile for the dark matter halo based on theories of scalar fields. Finally, we have included a Kuzmin disk with MOND to test the effect on the orbital behavior and the possible production of moving groups. With this study we confirm the result of Paper I. We show that, independently of the nature of

The dark matter, a non-spherical shape of the Milky Way dark matter halo, influences strongly the stellar halo kinematic structure, as seen from the long lasting resonant features formed in simulations. As it was pointed out in Paper I, there is an enormous difference with the spherical case, where no kinematic structure is triggered. We have explored also with a different halo profile motivated by the scalar field dark matter model with an important feature, the presence of density characteristic oscillations of scalar wiggles, field configurations. We conclude that halo density wiggles are unable to trigger any moving groups in the spherical case. However in the triaxial case, this profile produces the same structures as in the tipical NFW triaxial halos.

We also confirm that the structures seen in the velocity space for triaxial halos, do not depend on the initial conditions, the effect is still present in spite of the two different initial distributions of particles used in this paper.

In this work we introduced a disk potential in order to

understand whether this structure is able to erase the orbital structure produced by a triaxial halo, or if the disk itself could produce moving groups in the halo that can be erroneously taken as the ones produced by a triaxial halo. With this study we learnt that the disk inuence is only important very close to it, and that it is unable to erase the orbital structure induced by the halo in all cases we studied. In the same manner, we studied the effect of the disk on the production of kinematic structure in the halo, and we found that for an axisymmetric disk, there are no dominant resonant structures (moving groups). Although it is known that non-axisymmetric structures (such as spiral arms and bars) in the disk, may produce important kinematic structure into galactic disks, their inuence diminishes fast out of the disk plane, as it is our case. Finally, we have also tested the results comparing with a modified gravity model (MOND), with a Kuzmin disk. We

In the close future we likely will be able to distinguish, for instance, satellite remnants groups originated from a single event from these associated with the dark matter halo shape with the help of the stellar population data. The great surveys such as Gaia, SDSS, etc., will likely allow the detection of these type of kinematic groups, which would be a clear indication of the triaxiality (non-sphericity) of the Milky Way dark matter halo, and will be of great importance for the galaxy formation theories and the ACDM scenario.

find in this case no kinematic structure at all.



Fig. 2. Stellar kinematic distribution in the velocity space for a Kuzmin disk within MOND theory. Initial conditions are the same as in Figure 1.

We acknowledge financial support from UNAM DGAPA-PAPIIT through grants IN114114 and IN117111.

REFERENCES

Aguilar, L. A., & Merritt, D. 1990, ApJ, 354, 33

Allen, C. & Santill_an, A. 1991, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 22, 255

Allgood, B., Flores, R. A., Primack, J. R., et al. 2006, MNRAS, 367, 1781

Antoja, T., Valenzuela, O., Pichardo, B., et al. 2009, ApJ, 700, L78

Avila-Reese, V. 2006, arXiv:astro-ph/0605212

Barnes, E. I., Williams, L. L. R., Babul, A., & Dalcanton, J. J. 2005, ApJ, 634, 775 Benson, A. J., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Cole, S. 2002,

MNRAS, 333, 177

Binney, J., & Spergel, D. 1984, MNRAS, 206, 159

Carpintero, D. D., & Aguilar, L. A. 1998, MNRAS, 298, 1

Chandrasekhar S., 1969, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, The Silliman Foundation Lectures. Yale Univ. Press, New Haven

Courteau, S., & Rix, H.-W. 1999, ApJ, 513, 561 Debattista, V. P., Ro_skar, R., Valluri, M., et al. 2013, MNRAS, 434, 2971

Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 1998, MNRAS, 300, 146

Gnedin, O. Y., Gould, A., Miralda-Escud_e, J., & Zentner, A. R. 2005, ApJ, 634, 344

Gnedin, O., Weinberg, D. H., Pizagno, J., Prada, F., Rix, H. W. 2006, a-ph0607394

González-Morales, A. X., Diez-Tejedor, A., Ureña-López, L. A., & Valenzuela, O. 2013, Phys. Rev. D, 87, 021301

Governato, F., Zolotov, A., Pontzen, A., et al. 2012, MNRAS, 422, 1231

Guzmán F. S., Matos T., 2000, Class. Quantum Grav., 17, L9-L16.

Jing, Y. P., & Suto, Y. 2002, ApJ, 574, 538

Kalirai, J. S. 2012, Nature, 486, 90

Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guideroni, B. 1993, MNRAS, 264, 201

Klypin, A.A., Kravtsov, A.V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, ApJ, 522, 82

Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M. 1999, ApJ, 516, 530

Loebman, S. R., Ivezić, Z., Quinn, T. R., et al. 2012, ApJ, 758, L23

Law, D. R., Majewski, S. R., & Johnston, K. V. 2009, ApJ, 703, L67

Lux, H., Read, J. I., Lake, G., & Johnston, K. V. 2012, MNRAS, L464

Magaña, J., Matos, T., Robles, V.H., Surez, A. 2012a, Proceedings of the XIII Mexican Workshop on Particles and Fields, in press (arXiv:1201.6107v1)

Milgrom, M. 1983, ApJ, 270, 365

Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, ApJ, 524, L19

Moore, B. 1994, Nature, 370, 629

Navarro, J. F., Frenk, C. S. & White, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563

Peñarrubia, J., Walker, M. G., & Gilmore, G. 2009, MNRAS, 399, 1275

Pizagno, J., et al. 2007, AJ, 134, 945

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing (2d ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press) Robles V. H., Matos T., 2013, ApJ, 763, 19

Rojas-Niño, A., Valenzuela, O., Pichardo, B., & Aguilar, L. A. 2012, ApJ, 757, L28

Read, J. I., Moore, B. 2012, MNRAS, 361, 971

Simon, J. D., & Geha, M. 2007, ArXiv e-prints, 706, arXiv: 0706.0516

Steffen, J. H., & Valenzuela, O. 2008, MNRAS, 387, 1199

Valenzuela, O., Rhee, G., Klypin, A., Governato, F., Stinson, G., Quinn, T., & Wadsley, J. 2007, ApJ, 657, 773

Valenzuela, O., Hernandez-Toledo, H., Cano, M., et al. 2014, AJ, 147, 27

Valluri, M., Debattista, V. P., Quinn, T. R., Roskar, R., & Wadsley, J. 2012, MNRAS, 419, 1951

Van den Bosch, F. C. 1998, ApJ, 507, 601

Vera-Ciro, C. A., Sales, L. V., Helmi, A., et al. 2011, MNRAS, 416, 1377

White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, MNRAS, 183, 341

Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A. 2005, ApJ, 629, 219



Fig. 3. vx-vz projection of the velocity space as seen by a hypothetical observer in the case of the scalar field triaxial halo. After evolving for about 12 Gyr, we found kinematic structure as seen in paper I, even with the randomly selected velocities and homogeneous initial particle distribution around the halo center. The histograms showed are the result of applying a spectral orbital method were we see that the regions more densely populated correspond with resonances. This supports the interpretation that the kinematic structure has a resonant origin. The upper inset shows the orbit of a single particle inside one of these resonant regions.

Bibliografía

Aguilar, L. A., y Merritt, D. 1990, ApJ, 354, 33

Allen, C. y Santillán, A. 1991, RMxAA, 22, 255

Allgood, B., Flores, R. A., Primack, J. R., Kravtsov, A. V., Wechsler, R. H., Faltenbacher, A., Bullock, J. S. 2006, MNRAS, 367, 1781

An, D., Beers, T. C., Johnson, J. A., Pinsonneault, M. H., Lee, Y. S., Bovy, J., Ivezić, Ž., Carollo, D. y Newby, M. 2013, ApJ 763 65

Antoja, T., Valenzuela, O., Pichardo, B., Moreno, E., Figueras, F. y Fernández, D. 2009, ApJ, 700, L78

Bahcall, J. N., 1984, ApJ, 276, 169

Barnes, E. I., Williams, L. L. R., Babul, A. y Dalcanton, J. J. 2005, ApJ, 634, 775

Belokurov, V., Zucker D. B., Evans, N. W., Gilmore, G., Vidrih, S., Bramich D. M., Newberg, H. J., Wyse R. F. G., Irwin, M. J., Fellhauer, M., Hewett, P. C., Walton, N. A., Wilkinson, M. I., Cole, N., Yanny, B., Rockosi, C. M., Beers, T. C., Bell, E. F., Brinkmann, J., Ivezić, Z. y Lupton, R. 2006, ApJ, 642, L137

Bernabei, R., Belli, P., Di Marco, A., Montecchia, F., Cappella, F., D'angelo, A., Incicchitti, A., Caracciolo, V., Cerulli, R., Dai, C. J., He, H. L., Ma, X. H., Sheng, X. D., Wang, R. G. y Ye, Z. P. 2013, I J M Ph D, 22,11

Bertschinger, E. 1985, ApJS, 58, 39

Binney, J. y Spergel, D. 1984, MNRAS, 206, 159

Binney, J. y Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics (2nd ed.; Princeton: Princeton Univ. Press)

Brainerd, T. G. 2005, ApJ, 628, L101

Brown, L., Ade, P., Bock, J., Bowden, M., Cahill, G, Castro, P. G., Church, S.,
Culverhouse, T., Friedman, R. B., Ganga, K., Gear, W. K., Gupta, S., Hinderks, J., Kovac,
J., Lange, A. E., Leitch, E., Melhuish, S. J., Memari, Y., Murphy, J. A., Orlando, A.,
O'Sullivan, C., Piccirillo, L., Pryke, C, Rajguru, N., Rusholme, B., Schwarz, R., Taylor, A.
N., Thompson, K. L., Turner, A. H., Wu, E. Y. S., Zemcov, M. 2009, ApJ, 705, 978

Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J. y Kurtz, M. J. 2005, ApJ, 622, L33

Caldwell, J. A. R. y Ostriker, J. P. 1981, ApJ, 251, 61

Carpintero, D. D. y Aguilar, L. A. 1998, MNRAS, 298, 1

Chakrabarty, D. 2007, A&A, 467, 145

Chandrasekhar S. 1969, 'Ellipsoidal Figures of Equilibrium', The Silliman Foundation Lectures. Yale Univ. Press, New Haven

Clowe, D., 2004, ApJ, 604, 596

Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., Sutherland, W. y The 2dF Collaboration. 2001, MNRAS, 328, 1039

Courteau, S. y Rix, H. W. 1999, ApJ, 513, 561

Curtis, H. 1921, Bull. Nat. Res. Coun., 2, 194

De Vaucouleurs, G., 1959, Handbuch der Physik, 53, 275

Eggen, O. J. 1996, ApJ, 112, 1595

Famaey, B., Pont, F., Luri, X., Udry, Mayor, M. y Jorissen, A. 2007, A&A, 461, 957

Fellhauer, M., Belokurov, V., Evans, N. W., Wilkinson, M. I., Zucker, D. B., Gilmore, G., Irwin, M. J., Bramich, D. M., Vidrih, S., Wyse, R. F. G., Beers, T. C. y Brinkmann, J. 2006, ApJ, 651, 167

Fillmore, J. A. y Goldreich, P. 1984, ApJ, 281, 1

Frenk, C. S., White, S. D. M., Efstathiou, G. P. y Davis, M. 1985, Nature, 317, 595

Frenk, C. S., White, S. D. M., Davis, M. y Efstathiou, G. P. 1988, ApJ, 327, 507

Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., y Stadel, J 1998, MNRAS, 300, 146

Gnedin, O. Y., Gould, A., Miralda-Escudé, J. y Zentner, A. R. 2005, ApJ, 634, 344

Gnedin, O., Weinberg, D. H., Pizagno, J., Prada, F. y Rix, H. W. 2006, arXiv:astroph/0607394

Gunn, J. y Gott, J. R. 1972, ApJ, 176, 1

Helmi, A. 2004, ApJ, 610, L97

Hoffman, Y. 1988, ApJ, 328, 489

Hubble, E. P. 1926, ApJ, 64, 321

95

Ibata, R. A., Gilmore, G. e Irwin, M. J. 1994, Nature, 370, 194

Ibata, R., Lewis, G. F., Irwin, M., Totten, E. y Quinn, T. 2001, ApJ, 551, 294

Ibata, R., Lewis, G. F., Martin, N. F., Bellazzini, M. y Correnti, M. 2013, arXiv: astro-ph/ 1212.4958v1

Jeans, J. H., 1919, Phil. Trans. Roy. Soc. London A, 218,157

Johnston, K. V., Law, D. R. y Majewski, S. R. 2005, ApJ, 619, 800

Kalirai, J. S. 2012, Nature, 486, 90

Kauffmann, G., White, S. D. M. y Guideroni, B. 1993, MNRAS, 264, 201

Kamionkowski, M., Koushiappas, S. M., Kuhlen, M. 2010, Phys. Rev. D, 81, 4

Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V. y Khokhlov, A. M. 1999, ApJ, 516, 530

Kuzmin, G. 1956, Astron. Zh., 33, 27

Law, D. R., Majewski, S. R. y Johnston, K. V. 2009, ApJ, 703, L67

Lux, H., Read, J. I., Lake, G. y Johnston, K. V. 2012, MNRAS, L464

Lynden-Bell D., 1962, MNRAS, 124, 95

Lynden-Bell D., 1967, MNRAS, 136, 101

Lynden-Bell, D. 1982, Observatory, 102, 202

Madlër, J. H. 1846, Astronomische Nachrichten

Majewski, S. R. 1994, ApJ, 431, L17

Majewski, S. R., Skrutskie, M. F., Weinberg, M. D. y Ostheimer, J. C.2003, ApJ, 599, 1082

Martínez-Delgado, D., Peñarrubia, J., Jurić, M., Alfaro, E. J. e Ivezić, Z. 2007, ApJ, 660, 1264

Meisner, A. M., Frebel, A. Jurić, M. y Finkbeiner, D. P. 2012, ApJ 753 116

Milgrom, M. 1983, ApJ, 270, 365

Miyamoto, M. y Nagai, R. 1975, Publ. Astron. Soc. Japan, 27, 533

Navarro, J. F., Frenk, C. S. y White, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563

Oort, J. H., 1932, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 6, 349.

Peebles, P. J. E., 1980, Large-scale structure of the universe (Princeton: Princeton Univ. Press)

Peñarrubia, J., Walker, M. G. y Gilmore, G. 2009, MNRAS, 399, 1275

Pichardo, B., Martos, M. y Moreno, E. 2004, ApJ, 609, 144

Pizagno, J., Prada, F., Weinberg, D. H., Rix, H. W., Pogge, R. W., Grebel, E. K., Harbeck, D., Blanton, M., Brinkmann, J. y Gunn, J. E. 2007, AJ, 134, 945

Plummer, H. C. 1911, MNRAS, 71, 460

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. y Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing (2nd ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)

Proctor, R. A. 1869, Proc. R. Soc. Lond., 18, 169

Quinn, P. J., Salmon, J. K. y Zurek, W. H. 1986, Nature, 322, 329

Read, J.I. y Moore, B. 2005, MNRAS, 361, 971 Rix, H. W. y Bovy, J 2013, A&A Rev., 21, 61

Rojas-Niño, A., Valenzuela, O., Pichardo, B. y Aguilar, L. 2012, ApJL, 757, 28

Rojas-Niño, A., Martínez-Medina, L. Pichardo, B., Valenzuela, O. 2013, ApJ94595

Rubin, V. C., Ford, W. K. y Thonnard, N. 1980, ApJ, 238, 471

Sales, L. y Lambas, D. G. 2004, MNRAS, 348, 1236

Sanders, R. H. 1999, ApJ, 512, L23

Schmidt, M., 1956, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 13, 15

Sparke, L., Gallagher, J. S. 2000, Galaxies in the universe: an introduction (Cambridge: Cambridge Univ. Press)

Stäckel P. 1890, Math. Ann., 35, 91

Toomre, A. 1962. ApJ, 138, 385

Valenzuela, O., Rhee, G., Klypin, A., et al. 2007, ApJ, 657, 773

Van den Bosch, F. C. 1998, ApJ, 507, 601

Vera-Ciro, C. A., Sales, L. V., Helmi, A., et al. 2011, MNRAS, 416, 1377

Warren, M. S., Quinn, P. J., Salmon, J. K. y Zurek, W. H. 1992, ApJ, 399, 405

Willman, B., Governato, F., Dalcanton, J. J., Reed, D. y Quinn, T. 2004, MNRAS, 353, 639

Yu, Q. y Tremaine, S. 2003, ApJ, 599, 1129

Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y. y Klypin, A. A. 2005, ApJ, 629, 219

Zwicky, F., 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110