



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MÉXICO**

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO  
EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**INSTITUTO DE ASTRONOMÍA**

**ESTUDIO CINEMÁTICO Y DINÁMICO DE GALAXIAS  
EN INTERACCIÓN Y AISLADAS**

**TESIS**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

**DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**P R E S E N T A:**

**Repetto Paolo**

DIRECTORA DE TESIS:

**Margarita Eugenia del Socorro Rosado Solís**

Ciudad Universitaria, México D.F.

2011





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO  
EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**INSTITUTO DE ASTRONOMÍA**

**ESTUDIO CINEMÁTICO Y DINÁMICO DE GALAXIAS  
EN INTERACCIÓN Y AISLADAS**

**TESIS**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

**DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**P R E S E N T A:**

**Repetto Paolo**

DIRECTORA DE TESIS:

**Margarita Eugenia del Socorro Rosado Solís**

Ciudad Universitaria, México D.F.

2011





## **Agradecimientos**

Quisiera agradecer a mi tutora Margarita Rosado, para darme todo su apoyo durante estos cuatros años de tesis doctoral. También quisiera agradecer al posgrado del Instituto de Astronomía, para darme una oficina, una computadora, plumas y cuadernos y brindarme todo el apoyo necesario en los años de la tesis doctoral. Quero agradecer a la DEGEP, para darme beca en el periodo de la maestría, y el CONACYT, para la beca doctoral. A todos los amigos del Instituto de Astronomía para brindarme toda el ayuda que necesite a lo largo de estos cuatros años. En particular queria agradecer a Fabio, Ruslan, Manuel, Augusto, Bernardo, Primoz, Nahiely, Thomas y Giovanni. A mis padres y a mis hermanos para darme todo el soporte en estos años tan lejos de casa.



# Índice general

<b>1. Introducción.</b>	<b>1</b>
1.1. Rotación en galaxias espirales. . . . .	1
1.1.1. Antecedentes históricos. . . . .	1
1.1.2. Métodos para la obtención de las curvas de rotación en galaxias espirales.	2
1.1.3. Tipos morfológicos y características de rotación. . . . .	7
1.1.4. Cinemática de los centros de galaxias espirales. . . . .	11
1.2. Materia oscura. . . . .	14
1.2.1. Antecedentes históricos . . . . .	14
1.2.2. Halos masivos de materia oscura. . . . .	14
1.2.3. Curvas de rotación que decrecen. . . . .	15
1.2.4. Hipótesis físicas de la materia oscura. . . . .	15
1.2.5. Gravedad modificada de Newton como alternativa a la materia oscura. . .	17
1.3. Resonancias. . . . .	20
1.3.1. Antecedentes históricos . . . . .	21
1.3.2. Determinación de la velocidad del patrón a partir de la curva de rotación.	23
1.3.3. Determinación de la velocidad del patrón utilizando el método de Tremaine- Weinberg. . . . .	25

1.3.4.	Determinación de la velocidad del patrón utilizando el método de Canzian.	28
1.4.	Interacciones de galaxias. . . . .	30
1.4.1.	Antecedentes históricos. . . . .	31
1.4.2.	Interacciones en cúmulos de galaxias. . . . .	33
1.4.3.	Interacciones en grupos compactos. . . . .	35
1.4.4.	Interacciones en pares aislados de galaxias. . . . .	37
1.4.5.	Interacciones en pares aislados de tipo M 51. . . . .	41
<b>2.</b>	<b>Observaciones, reducciones y análisis de los datos.</b>	<b>45</b>
2.1.	Observaciones de galaxias con el interferómetro Fabry-Perot de barrido. . . . .	45
2.1.1.	Principios del interferómetro Fabry-Perot de barrido. . . . .	45
2.2.	Reducción de los cubos de datos. . . . .	49
2.2.1.	Procedimiento general de reducción de los datos de Fabry-Perot. . . . .	50
2.3.	Interpretación y análisis . . . . .	55
<b>3.</b>	<b>Modelos y simulaciones numéricas de galaxias interactuantes.</b>	<b>59</b>
3.1.	Antecedentes históricos. . . . .	59
3.2.	Métodos generales para hacer simulaciones numéricas. . . . .	60
3.2.1.	Métodos de N cuerpos. . . . .	61
3.2.2.	Métodos de dinámica de los gases. . . . .	63
3.3.	Estructuras generadas por interacción de marea. . . . .	63
3.4.	Ingredientes de la simulación numérica del par KPG 390. . . . .	64
<b>4.</b>	<b>El análisis cinemático del par de galaxias interactuantes KPG 390.</b>	<b>69</b>



4.1. Introducción . . . . .	71
4.1.1. NGC 5278/79 (ARP 239; KPG 390; MRK 271) . . . . .	72
4.2. Observaciones y Reducción de los Datos . . . . .	74
4.3. Resultados . . . . .	74
4.3.1. Imagen del monocromático . . . . .	74
4.3.2. Campos de Velocidad . . . . .	75
4.3.3. Curvas de Rotación . . . . .	76
4.4. Estimación de masa usando la análisis dinámica . . . . .	78
4.5. Calculo de la masa de NGC 5278 de la descomposición de la curva de rotación . . . . .	79
4.6. Discusión . . . . .	81
4.7. Conclusiones . . . . .	83
<b>5. Determinación de la velocidad del patron de la barra para NGC 3367.</b>	<b>85</b>
5.1. Introducción . . . . .	86
5.2. Pruebas Numéricas del Método de Tremaine-Weinberg . . . . .	87
5.2.1. Modelos Numéricos . . . . .	87
5.2.2. Variación del Ángulo de Posición . . . . .	88
5.2.3. Grosor del Disco . . . . .	88
5.2.4. Calidad de los Datos . . . . .	89
5.3. Aplicación a NGC 3367 . . . . .	90
5.3.1. Análisis Cinemática de los Datos de Hidrógeno Ionizado . . . . .	91
5.4. Aplicación del Método de Tremaine-Weinberg a NGC 3367 . . . . .	92
5.4.1. Determinación de $\Omega_p$ por medio de Análisis de Resonancias . . . . .	93

---

5.5. Discusión . . . . .	94
5.6. Conclusiones . . . . .	95
<b>6. Decomposición de masa de varios pares de galaxias interactantes.</b>	<b>97</b>
6.1. Introducción . . . . .	99
6.2. La cinemática de Pares de Galaxias Aislados . . . . .	101
6.2.1. Observaciones y Reducciones de los Datos . . . . .	101
6.2.2. Curvas de Rotación de los Pares de Galaxias Aislados . . . . .	101
6.2.3. Resultados . . . . .	102
6.3. Halos de Materia Oscura en Simulaciones Numéricas del Universo . . . . .	102
6.3.1. Simulaciones Numéricas de Pares Individuales . . . . .	112
6.4. Discusión y Conclusiones . . . . .	113
<b>7. Conclusiones.</b>	<b>117</b>
<b>8. Trabajo Futuro</b>	<b>121</b>

# Índice de figuras

1.1. Relación geométrica entre las coordenadas $(R, \theta)$ en el plano de la galaxia y las coordenadas $(\rho, \phi)$ en el plano del cielo. La galaxia está inclinada de un ángulo $i$ en el cielo; los ángulos $\theta$ y $\phi$ son medidos a partir de la líneas de los nodos, y las distancias radiales $R$ y $\rho$ , a partir del centro de la galaxia (Mihalas & Binney 1981).	6
1.2. Curva de rotación de nuestra galaxia.(Sofue et al. 1999).	8
1.3. Curva de rotación de nuestra galaxia en escala logarítmica. (Sofue et al. 1999).	8
1.4. Comparación entre curvas de rotación de galaxias Sb, Sc y SBb, SBc. (Sofue et al. 1999).	10
1.5. Curvas de rotación de galaxias espirales obtenidas combinando datos de CO para las regiones centrales, datos ópticos para los discos y HI para el disco externo y el halo (Sofue et al. 1999).	12
1.6. Zona central de la curvas de rotación presentadas en la figura (fig. 1.5) (Sofue et al. 1999).	13
1.7. Curvas de rotación con ajuste de MOND problemático (Sanders & McGaugh 2002).	18
1.8. Curvas de rotación con ajuste de MOND (Sanders 1996; McGaugh & de Blok 1998).	19
1.9. Brazos espirales leading y trailing (Binney & Tremaine 1987).	21
1.10. Esbozo esquemático de la teoría de la circulación de Lindblad (Lindblad 1951).	22
1.11. Resonancias obtenidas del modelo de potencial isócrono y de nuestra galaxia según el modelo de Dehnen & Binney (1998).(Binney & Tremaine 1987).	24

1.12. Representación esquemática de la aplicación de MTW a un disco de una galaxia espiral. . . . .	28
1.13. Diagrama de araña para una galaxia que no presente algún tipo de movimiento no circular y relativa curva de rotación. . . . .	29
1.14. Campo de velocidad modelado debido solamente a una onda de densidad espiral. En este caso ha sido removida la componente axisimétrica (Canzian 1993). . . .	30
1.15. Modelo del encuentro entre NGC 5194 y NGC 5195. La órbita de NGC 5195 es elíptica con excentricidad $e = 0.8$ y la masa del satélite es un tercio de la masa de NGC 5194 (Toomre & Toomre 1972). . . . .	32
1.16. Modelo del encuentro entre NGC 4038 y NGC 4039. El modelo considera dos discos de la misma masa y una órbita con excentricidad $e = 0.5$ La inclinación son como de $60^\circ$ (Toomre & Toomre 1972). . . . .	32
1.17. Números de encuentros cercanos por galaxia y por Gyr en un cúmulo simulado con $\log(M/M_\odot)=14.6$ , Distribución de las velocidades de los encuentros entre galaxias en los cúmulos simulados (Gnedin 2003). . . . .	34
1.18. El sexteto de Seyfert es uno de los grupos compactos más densos conocidos. La pequeña galaxia espiral que se ve de cara tiene un corrimiento al rojo cuatro veces más grande que el corrimiento al rojo de las demás galaxias del grupo (Hickson 1997). . . . .	35
1.19. Distribución de galaxias en grupos compactos. Se muestra la distribución de la diferencia entre las velocidades radiales observadas de las galaxias que pertenecen al catálogo de Hickson y la mediana de las velocidades radiales de las mismas galaxias (Hickson 1997). . . . .	36
1.20. Ilustración esquemática de los cuatro criterios que tiene que satisfacer los pares de galaxias del catálogo de Karachentsev (Karachentsev 1972). . . . .	38
1.21. Clasificación morfológica de Hubble (Hubble 1926). . . . .	38
1.22. Distribución del ancho equivalente en función de la emisión en el rojo. (Keel et al. 1985). . . . .	40
1.23. Representación geométrica de dos masas en órbita circular y transformaciones geométricas entre el plano orbital y el plano del cielo. . . . .	41

1.24. Estructura espiral de un encuentro simulado con masa de la compañera la mitad de la masa de la primaria (Hernquist 1990b). . . . .	43
2.1. Dibujo esquemático de un interferómetro Fabry-Perot de barrido. . . . .	46
2.2. Dibujo esquemático de franjas creadas por reflexión y transmisión de un haz de luz múltiple (Born & Wolf 1975). . . . .	47
2.3. Cocientes de la intensidad transmitida y incidente como función de la diferencia de fase (Born & Wolf 1975). . . . .	48
2.4. Ejemplo de cubo de calibración en ADHOCw. . . . .	51
2.5. Ejemplo de fase parabolica en ADHOCw. . . . .	52
2.6. Ejemplo de identificación de líneas OH con ADHOCw. En este caso en los dos recuadros de arriba no hay ninguna línea del cielo, mientras que en el recuadro de abajo a la izquierda hay líneas del cielo, y en el recuadro de a lado se presenta la sustracción de las líneas del cielo. . . . .	53
2.7. Ejemplo de sustracción de líneas OH con ADHOCw. . . . .	53
2.8. Ejemplo campo de velocidad y curva de rotación obtenida con ADHOCw. . . . .	54
2.9. Varias desviaciones del puro movimiento circular de campos de velocidades observados en la línea de 21 cm (Bosma 1981). . . . .	56
3.1. Trazas de interacción en la imagen directa de KPG 390. Los círculos rojos indican los lugares donde se ven las trazas de interacción. . . . .	65
3.2. Esbozo esquemático de la posible configuración orbital de KPG 390. . . . .	66



# Índice de cuadros

2.1. Valores de los parámetros fundamentales del PUMA para dos diferentes líneas. . .	49
---	----

## Resumen

En este trabajo de tesis se hizo un estudio cinemático del par aislado de galaxias en interacción KPG 390, partiendo de observaciones ópticas interferométricas y derivando algunos parámetros cinemáticos campos de velocidades, las curvas de rotación de cada miembro del par y la distribución de masa de la galaxia primaria NGC 5278. Este estudio reveló la interacción en curso entre los dos miembros del par KPG 390, la cantidad de materia oscura presente en NGC 5278 y también que las dos galaxias que participan en el proceso de interacción son espirales con brazos que rotan en el mismo sentido de rotación del disco subyacente. Por último, pero no menos importante se delineó un posible esquema tridimensional de la configuración orbital de las dos galaxias que constituyen el par KPG 390. Este esquema es un resultado importante, porque permite tener una idea de la posible configuración orbital y esta información se utilizará en futuras simulaciones numéricas del par KPG 390. La determinación de la posible configuración orbital fue posible gracias a la presencia de polvo en el lado cóncavo de la galaxia primaria y este hecho permitió determinar cuál es el lado de esta galaxia más lejano y cuál el más cercano a nosotros. En los datos observacionales se tiene trazas de interacción en las afueras de los dos miembros del par hecho que junto con la información anterior nos proporciona una idea de como pudo haber evolucionado este tipo de interacción.

Existen varios tipos de estudios que se pueden llevar a cabo en el caso de pares de galaxias en interacción y uno de estos estudios es por ejemplo la determinación de la velocidad del patrón espiral o de la barra en el caso las galaxias interactuantes sean espirales o espirales con barra. Para hacer este tipo de análisis es necesario obtener la velocidad del patrón de la barra o de los brazos espirales en casos más sencillos, como por ejemplo galaxias aisladas barradas, y luego se puede proceder para obtener este importante parámetro en el caso de galaxias interactuantes. Esto, porque en el caso de galaxias interactuantes la transferencia de material entre las dos componentes del par cambia la forma de los discos de las dos galaxias involucradas introduciendo perturbaciones de marea que pueden afectar el valor de este parámetro fundamental. Con este proposito en esta tesis se hizo un estudio importante acerca de la galaxia aislada barrada NGC 3367. En el caso de este objeto se obtuvo la velocidad del patrón de la barra utilizando el método de Tremaine-Weinberg (Tremaine & Weinberg 1984) y se hizo un análisis de las resonancias, a partir de la curva de rotación, determinando de forma alternativa la velocidad del patrón (resonancia de corotación). La determinación de este importante parámetro cinemático del disco de NGC 3367, obtenido con los dos métodos arriba mencionados, nos proporcionó resultados consistentes. Otra forma de conseguir la velocidad del patrón de la barra, fue haciendo una simulación numérica de una galaxia de disco de masa parecida a NGC 3367, poniendo una perturbación en el potencial del disco que represente la barra y haciendo evolucionar este modelo en el tiempo, determinando para cada corrida, la orientación del eje principal del tensor de inercia de la barra, recavando la curva del ángulo de posición en función del tiempo y midiendo la velocidad del patrón por diferenciación numérica según la relación  $\Omega_p = d\Phi/dt$ . Con este último método se derivó un valor de la velocidad del



patrón consistente con los valores de este mismo parámetro obtenidos con los dos métodos arriba mencionados. La velocidad del patrón de la barra obtenida con esta simulación numérica tiene en cuenta de la presencia en los datos observacionales de varios factores que pueden influir en el valor final de la velocidad de la barra, como por ejemplo el ruido debido a el instrumento a el seeing y a inhomogeneidades en la distribución del gas ionizado, y también de la variación del ángulo de posición, que se puede interpretar como si hubieran errores en la determinación del mismo ángulo de posición. Introduciendo estos factores se hizo la simulación numérica más cercana a la realidad de los datos observados. La determinación de la velocidad del patrón de la barra es uno de los instrumentos fundamentales para estudiar la evolución de galaxias de disco, dado que la barra representa una fracción importante de la masa del disco (por lo menos  $2/3$ ). En particular a partir de la velocidad del patrón de la barra se puede determinar el tipo de barra, inducida (por ejemplo de un proceso de interacción) o espontanea, dado que barras inducidas por interacciones de marea rotan más lentamente que las barras espontaneas (Noguchi 1987). Este hecho permite determinar qué tipo de evolución llevó a la formación de ese tipo de barra.

El último estudio de este trabajo de tesis es la obtención de la distribución de masa en el caso de varios pares de galaxias interactuantes que ya habían sido estudiados en trabajos de investigación anteriores y en el presente trabajo (ARP 240, ARP 271 , KPG 302 y KPG 390) (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007; Repetto et al. 2010). En el caso de este último estudio se tomaron las curvas de rotación recavadas con datos ópticos interferométricos en la línea de  $H\alpha$ , y se ajustaron, como ya se había hecho en el caso de KPG 390, utilizando un método no lineal de mínimos cuadrados, con varias componentes, como disco, bulbo y halo de materia oscura. Se utilizaron varios perfiles de densidad para ajustar el bulbo y el halo de materia oscura, como por ejemplo el perfil de Hernquist (Hernquist 1990a), y el perfil de Navarro-Frenk-White (Navarro et al. 1996) en el caso del halo de materia oscura. La descomposición de masa a partir de la curva de rotación es un proceso útil para determinar la cantidad de materia oscura presente en galaxias espirales aisladas e interactuantes. En el caso específico de los pares aislados de galaxias no existe en general una determinación sistemática de la cantidad de masa, debido a la dificultad de obtener curvas de rotación no tan perturbadas por el proceso de interacción en curso. En el caso específico de pares de galaxias interactuantes aislados de tipo M 51, a veces la dificultad más grande es el ajuste de la curva de rotación en el caso de la compañera más pequeña del par, debido al hecho que la curva de rotación tiene menos puntos (debido a falta de resolución espacial) y está más perturbada dependiendo del tipo de interacción en curso. Otro problema es también que la curva de rotación recavada de gas ionizado no siempre es el mejor instrumento para hacer la descomposición de masa, dado que se extiende solamente hasta la regiones más internas del disco de las galaxias involucradas en el proceso de interacción, el caso ideal sería tener datos cinemáticos también de gas molecular (CO) y de hidrógeno neutro (HI), para tener una distribución continua de masa desde el centro de las galaxias hasta las partes más externas del disco, aunque estas últimas observaciones tienen baja resolución angular. En el caso de un par estudiado previamente se tienen datos cinemáticos también en HI (KPG 302), así que la obtención de la distribución de masa es más cierta en ese

caso. En cuanto concierne al par de galaxias KPG 390 no se tienen datos cinemáticos en otras líneas como CO o HI, entonces se tuvo que hacer la decomposición de la curva de rotación con los datos disponibles en la línea de hidrógeno ionizado, y también fue imposible ajustar la curva de rotación de la compañera más pequeña, dado el número tan bajo de puntos que se tenían. A pesar de este hecho el resultado que se obtuvo en el caso de KPG 390 fue muy importante tratándose de una galaxia en interacción sin ningún estudio cinemático previo. En general se cometen muchos errores determinando la distribución de masa de pares en interacción, debido a la escasez de datos cinemáticos complementarios en la literatura y también debido al hecho que siendo galaxias en interacción se puede subestimar o sobrestimar la masa debido a la dirección de transferencia del material entre las dos galaxias constituyentes el par considerado, sin embargo estos tipos de trabajos se pueden considerar como un primer paso hacia un análisis más detallado, que se puede llevar a cabo complementándose con métodos numéricos. Estos tipos de análisis tienen además una importancia en términos del estudio de procesos de evolución secular de galaxias, para determinar el tipo de transformación inducida por estos mismos procesos, en este sentido los trabajos relacionados se pueden considerar como fundamentales para entender los mecanismos que gobernan parte de los procesos de evolución secular.

## Abstract

In this thesis work we have performed a kinematic analysis of the isolated interacting galaxy pair KPG 390, using interferometric optical observations and obtaining some kinematic parameters, velocity fields, rotation curves for each member of the pair and the mass distribution of the primary galaxy of this pair NGC 5278. This study revealed the ongoing interaction process between the two members of the pair KPG 390, an estimation of the amount of dark matter in NGC 5278, and perhaps the most important result was the discovery that the two spirals that participate in the interaction process are trailing spirals. Last but not least, we have delineated a possible sketch of the orbital configuration of the two spiral galaxies that form KPG 390. This last result is very important, and give us an idea of the possible orbital configuration and we plan to use this information on future numerical simulation of this pair. The presence of a dust lane on the concave side of the primary galaxy NGC 5278, and in the convex side of the secondary galaxy NGC 5279, helped us to determine which side of this galaxy is the nearest to us and which side is the farthest to the observer. The observational data present traces of the interaction process in the outskirts of the two members of the pair and this fact together with the previous information tell us how this kind of interaction could have evolved with time.

In the case of interacting galaxy pairs, the determination of the spiral or bar pattern speed, is very complex due to the interaction process, thus it is necessary to obtain this important parameter in more simple cases, as is the case of isolated barred galaxies, then one could obtain the pattern speed for interacting galaxy pairs. The transference of material between two interacting galaxies could change the disc shape of the two galaxies involved in the interaction process, with the consequence that tidal perturbations could affect the value of this important parameter. The study of the isolated barred galaxy NGC 3367 has the purpose to apply the Tremaine-Weinberg method (TW) (Tremaine & Weinberg 1984) to the relatively simple case of an isolated barred galaxy, with the intention to extend this kind of work to more complex cases such as interacting disk galaxy pairs. This study consists in the determination of the bar pattern speed using the TW method and uses the observed rotation curve to find out the principal resonances inside the disc of NGC 3367, in order to obtain the bar pattern speed with an alternative method, locating the corotation resonance. The results in the case of NGC 3367 are consistent between each other and with respect to a previous determination (García-Barreto & Rosado 2001). Another alternative method to obtain the bar pattern speed is by means of a numerical simulation of a disc galaxy with similar mass to NGC 3367 and building a bar as perturbation in the disc potential. For each snapshot, we obtain the bar pattern speed and determine the orientation of the principal axis of the bar inertia tensor, using the variation of the position angle with time and measuring the bar pattern speed by means of numerical differentiation according to the relationship  $\Omega_p = d\phi/dt$ . In this last case the results are consistent with the values of the bar pattern speed obtained with the two previous method and with a previous determination (García-Barreto & Rosado 2001). The numerical simulation allows to consider several factors that may affect the determination of the bar pattern speed value, such as

for instance, the instrumental noise, the seeing, inhomogeneities in the distribution of the ionized gas, and also errors in the determination of the position angle; with these additional ingredients the numerical simulation approaches the observed data. The determination of the bar pattern speed is a fundamental tool to study the evolution of disc galaxies, because the bar represents an important part of the disc mass (upper limit 1/2). In particular the bar pattern speed allows to determine the kind of bar: induced by the interaction process or spontaneous; induced bars rotate slower than the spontaneous bars (Noguchi 1987).

Lastly, in this thesis work we obtain the mass distribution for several interacting galaxy pairs that have been already studied (ARP 240, ARP 271, KPG 302) (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007) together with KPG 390 (Repetto et al. 2010). In this study we take the rotation curves obtained in the  $H\alpha$  line, and we fit the different contribution of their components to these curves, as in the case of KPG 390, using a method of no linear least squares, fitting several components, such as disc, bulge and dark matter halo. The density profiles we have used to fit the bulge and dark matter halo are the Hernquist density profile (Hernquist 1990b), and the density profile of Navarro-Frenk-White (Navarro et al. 1996). The process of mass determination from rotation curve decomposition is very useful to estimate the amount of dark matter in interacting and isolated spiral galaxies. In fact it is the more solid method to infer the presence of dark matter. In the specific case of interacting galaxy pairs, it does not exist, in general, a systematic determination of the mass distribution, due to the difficulty to obtain rotation curves without all the perturbations induced by the companion galaxy. Specifically for M 51 galaxy pairs the major difficulty is the fitting process of the rotation curves of the smaller companion (the satellite), due to fewer point in the rotation curve, because of the poor spatial resolution, and due to the type of ongoing interaction, that deforms and distorts the rotation curve of the smaller companion. Another problem is that the rotation curve obtained from ionized gas alone is not the better tool to perform mass decomposition, because the distribution of mass only extends to the inner regions of the disc; the ideal case could be to have kinematic data from neutral hydrogen (HI), to have a continuous distribution of mass from the center to the outskirts of the galaxy disc, although this last data have lower spatial resolution. In the case of one of the pairs studied KPG 302, we have HI kinematic data, thus mass distribution is better determined for KPG 302. We do not have kinematic data in the CO or HI lines, for KPG 390, so we perform the rotation curve decomposition from  $H\alpha$  line for the primary galaxy NGC 5278, for the companion NGC 5279 it was impossible obtain a reliable fit, due to the fewer points in the rotation curve. Nevertheless the result we have obtained for KPG 390 is very important, because it does not exist any previous kinematic study. In general we made a lot of mistakes determining the mass distribution of interacting galaxy pairs, due to missing complementary kinematic data (CO, HI) in the literature, and due to the interaction process that causes the underestimation or the overestimation of the mass, depending on the direction of transference of the material between the two galaxies forming the studied pair, however these kind of works could be considered as a first step towards a detailed numerical analysis of the interaction process, complementing the observational study. These kind of analysis are very important, because they could be considered as part of the

study of secular evolution of galaxies, to determine the transformations induced by the interaction process, in this sense the related works are fundamentals to understand the mechanisms that rules part of the secular evolution processes.



# Capítulo 1

## Introducción.

En este primer capítulo presentamos un breve resumen histórico de las etapas que llevaron al descubrimiento de la rotación en galaxias espirales y al hallazgo de la existencia de halos de materia oscura alrededor de las mismas. También vamos a hablar de las resonancias derivadas de las curvas de rotación y de las interacciones entre galaxias espirales desde un punto de vista observacional y teórico.

### 1.1. Rotación en galaxias espirales.

En esta sección se discutirán las fases históricas que condujeron al acierto de la rotación en galaxias de disco, de los métodos que permiten obtener velocidades de rotación, de las características de las curvas de rotación en galaxias espirales de varios tipos morfológicos y de la cinemática de las regiones centrales de galaxias espirales y de los movimientos no circulares.

#### 1.1.1. Antecedentes históricos.

La rotación del material alrededor del centro de galaxias espirales fue descubierta cuando Slipher (1914) detectó líneas inclinadas en el espectro nuclear de M31 y de la galaxia Sombrero y Wolf (1914) halló líneas inclinadas en el espectro nuclear de M81. Estas evidencias llevaron Pease (1918) a utilizar el telescopio de 1.5 metros de Mt. Wilson para estudiar la rotación en Andrómeda. Este autor obtuvo un espectro de rendija larga a lo largo del eje menor de M31 con un tiempo de exposición de 84 horas y un espectro a lo largo del eje mayor con un tiempo de exposición de 79 horas. Las líneas de absorción se extendían solo 1.5 minutos de arco a lo largo del eje mayor,

menos del 2 % del radio óptico, pero suficientes para mostrar el aumento repentino de las velocidades nucleares. Cabe aclarar que estos estudios se dieron cuenta que estos sistemas formaban entidades como nuestra propia galaxia. Estudios sucesivos acerca de la rotación de M31 hechos por Bowen & Wyse (1939) y Mayall (1951) extendieron la medición de velocidad de rotación a lo largo del eje mayor hasta casi  $2^\circ$  partiendo desde el núcleo de la galaxia, pero los tiempos de exposición eran de decenas de horas y los espectrógrafos tenían problemas de estabilidad. Oort (1940) observó la galaxia espiral NGC 3115 y concluyó que la razón  $M/L$  era muy alta y este hecho hizo surgir preguntas acerca de la distribución de masa en galaxias espirales. La era moderna de las observaciones ópticas de velocidades de rotación en galaxias espirales empieza con Page (1952) que estudió de forma sistemática las velocidades radiales de galaxias que presentaban una compañera tomando espectros de estrellas que pertenecían a los discos de ambas galaxias con un espectrógrafo de rejilla y con las observaciones de los Burbidge & Burbidge (1960) que aprovecharon la sensibilidad en el rojo de las nuevas placas fotográficas, que permitían observar las líneas de emisión de  $H\alpha$  y de [NII] que surgían de regiones HII en los discos de las galaxias espirales. En una década, se obtuvieron curvas de rotación para docenas de galaxias, y la mayoría de estas curvas se extendían solamente hasta la zona donde se manifiesta el cambio de pendiente de la zona de las velocidades. Las primeras observaciones en la línea de hidrógeno neutro (HI) indicaban una curva de rotación para M31 que caía muy lentamente (van de Hulst et al. 1957) y una curva de rotación plana para M33 (Volders 1959). Argyle (1965) publicó el primer campo de velocidad para M31 en la línea de HI. En los años 70 curvas de rotación planas se detectaban de forma rutinaria (Rogstad & Shostak 1972) y una posible explicación al hecho que las curvas de rotación medidas hasta el momento eran planas era la variación de la proporción  $M/L$  a través del disco (Roberts & Rots 1973). Además, las observaciones, que detectaron curvas de rotación planas eran del gas neutro, no directamente relacionado al potencial gravitatorio estelar. Es por ello que desde los años 80 telescopios ópticos más grandes y detectores más sensibles y la combinación de mejor resolución espacial y espectral de los detectores digitales aunado al empleo de computadoras más rápidas, permitieron analizar de forma más sofisticada las velocidades observadas. Esto continuó en los años 90 y también en nuestra época los esfuerzos en el campo de la física y de la astronomía para encontrar una solución al exceso de masa en galaxias espirales continua.

### 1.1.2. Métodos para la obtención de las curvas de rotación en galaxias espirales.

Las curvas de rotación, que trazan la distribución de la velocidad de rotación en función de la distancia galacto-centrica, son herramientas para estudiar la cinemática de las galaxias espirales, y para determinar la masa en las mismas galaxias. Las curvas de rotación obtenidas a partir de línea de emisión tal como  $H\alpha$ , son particularmente útiles para derivar la distribución de masa en galaxias de disco, porque representan el movimiento de gas interestelar asociado a estrellas de población I, que tienen una velocidad de dispersión del orden de  $5-10 \text{ km s}^{-1}$ , mucho más pequeña



si se compara con las velocidades de rotación. Esto nos permite no considerar el término de presión en la ecuación de movimiento para calcular la distribución de masa de una forma suficientemente precisa. En la siguiente sección se presentan algunos de los métodos para recabar velocidades de rotación a partir de velocidades derivadas de líneas observadas.

### Métodos de intensidades pesadas por velocidades.

La curva de rotación de una galaxia es definida como la traza de velocidades en un diagrama posición velocidad (DPV) tomado a lo largo del eje mayor, corregida para el ángulo entre la línea de visión y el disco de la galaxia. Un método que se usa generalmente es trazar las intensidades pesadas por velocidades (Warner et al. 1973) que están definidas por:

$$V_I = \frac{\int I(v_r) v_r dv_r}{\int I(v_r) dv_r} \quad (1.1)$$

donde  $I(v_r)$  es el perfil de intensidad a un dado radio como función de la velocidad radial  $v_r$ . La velocidad de rotación es definida por:

$$V_R = \frac{V_I - V_S}{\sin i} \quad (1.2)$$

donde  $i$  es el ángulo de inclinación y  $V_S$  es la velocidad sistémica de la galaxia.

### Método de velocidad del centroide del pico de intensidad.

En los discos galácticos externos, donde los perfiles de líneas se puede suponer son simétricos alrededor del valor máximo de intensidad, la intensidad pesada por velocidad se puede aproximar por un centroide de velocidad con valor a mitad del máximo del perfil de línea (Rubin et al. 1980) o de forma alternativa con la velocidad a la cuál la intensidad alcanza su máximo valor, y este valor se define como la velocidad del máximo de intensidad (Mathewson et al. 1992). Ambos métodos han sido adoptados para obtener curvas de rotación a partir de líneas de emisión. Sin embargo, para las regiones más internas del disco de galaxias espirales, donde los perfiles de líneas son dados por la superposición de componentes del disco interno y externo, estos dos métodos a menudo subestiman la verdadera velocidad de rotación. Una situación similar se presenta para galaxias vistas de canto, donde los perfiles de líneas son dados de la superposición de perfiles que surgen de todas las distancias radiales muestreadas a lo largo de la línea de visión, o también en el caso de baja resolución espacial. En estos casos se utiliza otro método llamado envelope-tracing.

### Método de envelope-tracing.

Este método utiliza la velocidad terminal en un DPV a lo largo del eje mayor. La velocidad de rotación se obtiene utilizando la velocidad terminal  $V_t$  y es dada por la relación:

$$V_R = ((V_t - V_S) / \sin i) - (\sigma_{obs}^2 + \sigma_{ISM}^2)^{1/2} \quad (1.3)$$

donde  $\sigma_{ISM}$  y  $\sigma_{obs}$  representan respectivamente las dispersiones de velocidad del gas interestelar y la resolución en velocidad de las observaciones. La dispersión de velocidad del medio interestelar está en el intervalo de 7 a 10 km s<sup>-1</sup>, mientras que  $\sigma_{obs}$  depende del instrumento. La velocidad terminal  $V_t$  se define como la velocidad a la cuál la intensidad toma el valor dado por la siguiente relación:

$$I_t = [(\eta I_{max})^2 + I_{lc}^2]^{1/2} \quad (1.4)$$

,en un DPV observado, donde  $I_{max}$  y  $I_{lc}$  son respectivamente la intensidad maxima y la intensidad correspondiente al mínimo contorno de intensidad y  $\eta$  varía normalmente desde 0.2 a 0.5. Cuando  $\eta = 0.2$  la ecuación (1.4) define un nivel de 20% del perfil de intensidad a una posición fija,  $I_t = 0.2 \times I_{max}$ , esto si la razón señal a ruido es suficientemente alta. En el caso de intensidad baja la ecuación (1.4) nos proporciona  $I_t = I_{lc}$ , que define aproximadamente el lugar del contorno de intensidad más bajo (normalmente  $\sim 3 \times$  la raíz cuadrática media del ruido). El método de envelope-tracing queda mal definido cuando se aplica a la parte más interna de un DPV, porque tiene una discontinuidad en el núcleo, debido principalmente a la resolución angular instrumental, que no es muy grande si es comparada a los gradientes de velocidad. La discontinuidad se puede evitar aproximando la curva de rotación con una línea recta que cruza el núcleo con velocidad cero. La aproximación de cuerpo rígido es una representación muy inexacta de los verdaderos movimientos cerca del núcleo.

### Método de iteración.

Un método iterativo para obtener una curva de rotación ha sido desarrollado por Takamiya y Sofue (comunicaciones privadas). Este método sigue el siguiente procedimiento: se recaba una curva de rotación inicial, RC0, de un DPV (PV0), que a su vez se consigue con uno de los métodos mencionados antes. Utilizando esta curva de rotación y una distribución radial de intensidad observada de la línea que se utilizó para el análisis se construye un nuevo DPV (PV1). La diferencia entre este DPV calculado y el original (PV0) sirve para corregir la curva de rotación inicial

y obtener una curva de rotación corregida (RC1). Otra vez esta nueva curva de rotación se utiliza para construir un nuevo DPV (PV2) y con este nuevo DPV se construye otra curva de rotación (RC2), obtenida de la diferencia entre PV2 y PV0. Este procedimiento es repetido hasta que PV<sub>i</sub> y PV0 son idénticos, tal que la suma de la raíz cuadrática media de la diferencia entre PV<sub>i</sub> y PV0 llega a ser mínima y estable. RC<sub>i</sub> se adopta como la curva de rotación más confiable.

### Dependencia de los métodos observacionales.

Las galaxias de disco son una combinación compleja de muchas componentes que forman su estructura. Observaciones de líneas de emisión y absorción en el óptico, milimétrico y en la banda radio del espectro electromagnético pueden no muestrear regiones idénticas a lo largo de la misma línea de visión. Los diferentes instrumentos muestrean con diversas sensibilidades a diferentes longitudes de onda y con diversas resoluciones espaciales. Los resultados son funciones de las técnicas de observación y de los procedimientos de reducción de los datos. Una curva de rotación es una aproximación sencilla como función del radio del campo de velocidad total de una galaxia de disco. Como tal puede ser obtenida solamente no considerando variaciones de velocidad a pequeñas escalas y promediando y alisando velocidades de rotación que provienen de las regiones alrededor del centro galáctico. No obstante que sea una descripción sencilla y aproximada del campo de velocidad de una galaxia espiral, es probable que sea confiable también para una descripción más compleja, dado que se puede obtener para un gran número de galaxias.

### Movimientos no circulares

Vamos a tratar en esta parte los movimientos no circulares partiendo de la definición de la velocidad radial medida a lo largo de la línea de visión y en lo siguiente nos referimos a la figura 1.1. Se supone que se está observando una galaxia con un disco bien definido en un plano inclinado de un ángulo  $i$  con respecto al plano del cielo. Se supone también que el sistema está rotando alrededor de un eje que es perpendicular al plano de la galaxia y que forma un ángulo  $i$  con la línea de visión.

Definiendo un sistema de coordenadas polares  $(R, \theta)$  en el plano de la galaxia y otro sistema  $(\rho, \phi)$  en el plano del cielo, con origen en el punto donde el eje de rotación intercepta el plano del cielo, y midiendo ambos ángulos a partir de la línea de los nodos. Con referencia a la figura 1.1 se puede escribir la velocidad radial medida en  $(\rho, \phi)$  como dada por la relación:

$$v_R(\rho, \phi) = v_0 + \Pi(R, \theta) \sin \theta \sin i + \Theta(R, \theta) \cos \theta \sin i + Z(R, \theta) \cos i \quad (1.5)$$

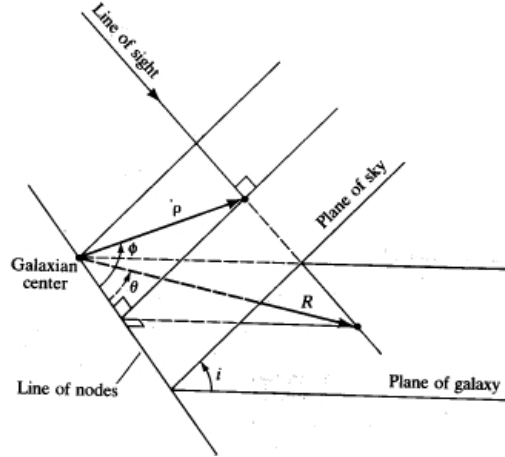


Figura 1.1 Relación geométrica entre las coordenadas  $(R, \theta)$  en el plano de la galaxia y las coordenadas  $(\rho, \phi)$  en el plano del cielo. La galaxia está inclinada de un ángulo  $i$  en el cielo; los ángulos  $\theta$  y  $\phi$  son medidos a partir de la líneas de los nodos, y las distancias radiales  $R$  y  $\rho$ , a partir del centro de la galaxia (Mihalas & Binney 1981).

donde  $R^2 = \rho^2 (\cos^2 \phi + \sec^2 i + \sin^2 \phi)$  y  $\tan \phi = \sec i \tan \theta$ . En la ecuación (1.5),  $v_0$  denota la velocidad radial media del centro de masa del sistema, mientras que  $\Pi$ ,  $\Theta$  y  $Z$  son las velocidades radiales y tangenciales en el plano y la velocidad perpendicular al plano. Si se supone que el material en la galaxia considerada está en un disco que tiene simetría alrededor de un eje (hecho que es más o menos cierto para espirales), se puede estimar  $i$  como  $i = \cos^{-1}(b/a)$ , donde  $a$  y  $b$  representan los semiejes menor y mayor de la elipse que ajusta de forma más exacta la forma proyectada del sistema. Esta relación que es válida para sistemas perfectamente planos, subestima  $i$  en el caso de galaxias vistas de canto ( $i \approx 90^\circ$ ) que tienen un grosor finito. Está claro de la relación (1.5) que no se puede tener ninguna información radial y axial para galaxias vistas de cara ( $i \approx 0^\circ$ ) y tampoco en una galaxia vista totalmente de canto, en general se tiene que tener un buen acuerdo y escoger sistemas suficientemente abiertos para que cada línea de visión se pueda identificar con un punto bien definido en el disco, pero al mismo tiempo se tiene que escoger sistemas suficientemente inclinados para que tengan una buena componente de velocidad rotacional proyectada a lo largo de la línea de visión. En la ecuación (1.5) el término de velocidad de rotación  $\Theta(R, \theta)$  es el dominante, entonces, se desprecian a primer orden en la ecuación (1.5) los dos términos  $\Pi$  y  $Z$  y se tiene puro movimiento circular con  $\Theta = \Theta(R, \theta)$ , la relación explícita es dada por la relación:

$$\Theta(R_k) = \frac{v_k - v_0}{\cos \theta_k \sin i} \quad (1.6)$$

donde  $R_k$  y  $\theta_k$  son dados en términos de las coordenadas  $\rho_k$  y  $\phi_k$ , utilizando las relaciones

de arriba que siguen la fórmula (1.5). De esta forma se construyen las curvas de rotación de sistemas de disco, y los términos  $\Pi$  y  $Z$  representan lo que se llaman movimientos no circulares, que por lo regular son alrededor del 10% del término de movimiento circular. Un ejemplo de curva de rotación y relativo campo de velocidad (Mihalas & Binney 1981), considerando solamente movimientos circulares, se da en la figura (1.13).

### 1.1.3. Tipos morfológicos y características de rotación.

Rubin et al. (1985) notaron una similitud de formas, pero no de amplitud, entre curvas de rotación de discos y halos para galaxias de diferentes tipos morfológicos desde Sa hasta Sc. Esto significa que la forma del potencial gravitacional en el disco y en el halo depende muy fuertemente de la forma de la distribución de luminosidad óptica. Existe una correlación moderada entre la luminosidad total y la amplitud de la velocidad de rotación. Persic et al. (1996) observaron que las galaxias menos luminosas presentan una curva de rotación que crece en las partes más externas, mientras que galaxias más masivas muestran una rotación que decrece ligeramente en las partes más alejadas del centro. Por otro lado, la forma de la curva de rotación central depende de la masa total y del tipo morfológico (Sofue et al. 1999). Galaxias masivas de tipo morfológico Sa y Sb muestran una subida más empinada y velocidades centrales más altas a una distancia de algunos 100 pc del núcleo comparadas con galaxias Sc menos masivas y galaxias enanas. Las galaxias enanas en general muestran una subida central más suave.

#### Galaxias de tipo morfológico Sa, Sb, Sc.

Las velocidades de rotación máximas en galaxias de tipo morfológico Sa son más grandes que aquellas de galaxias de tipos Sb y Sc que tienen luminosidades ópticas equivalentes. Los valores promedios de velocidad de rotación máxima disminuyen desde 300 hasta 220 y 175 km s<sup>-1</sup>, para los tipos morfológicos Sa, Sb y Sc (Rubin et al. 1985) respectivamente. Galaxias de tipo morfológico Sb tienen curvas de rotación con valores ligeramente inferiores de velocidad máxima que las Sa (Rubin et al. 1982). La repentina subida central a 100-200 pc es a menudo asociada con un pico de velocidad con un radio en el intervalo 100-300 pc (Sofue et al. 1999). La velocidad de rotación entonces disminuye hasta un mínimo a un radio de 1 kpc, y luego sigue una subida gradual hasta llegar a un máximo a un radio entre 2 y 7 kpc.

Las curvas de rotación de los discos de galaxias espirales presentan fluctuaciones en amplitud de decenas de km s<sup>-1</sup> debidas a los brazos espirales (ondas de densidad). Las partes más externas son por lo general planas debido al halo de materia oscura (que es la interpretación actual). Algunas galaxias de tipo Sb presentan una ligera disminución de las velocidades de rotación en las partes exteriores, a menudo no más grandes que las fluctuaciones en las partes más internas

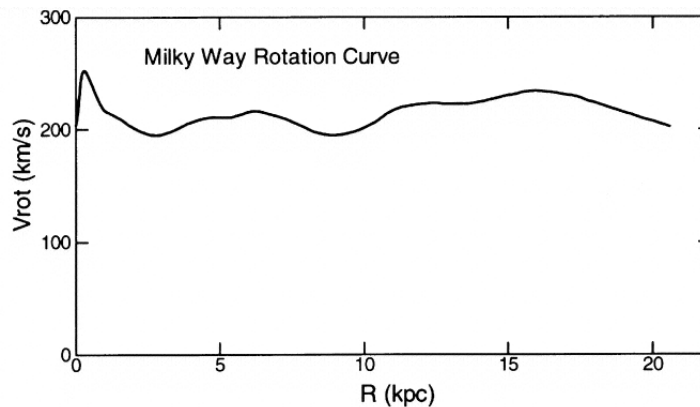


Figura 1.2 Curva de rotación de nuestra galaxia.(Sofue et al. 1999).

(Honma & Sofue 1997). La curva de rotación de la Via Lactea, una típica galaxia Sb se muestra en las figuras (1.2) y (1.3) (Sofue et al. 1999). La curva de rotación de galaxias Sb incluyendo la Via Lactea presenta las siguientes características: una parte central de alta intensidad, una subida muy empinada en los 100 parsec centrales, un máximo a un radio de 100 pc seguido por una disminución hasta llegar a un mínimo desde 1 hasta 2 kpc, una subida gradual desde el disco máximo a 6 kpc y una curva de rotación plana en las partes mas externas del disco.

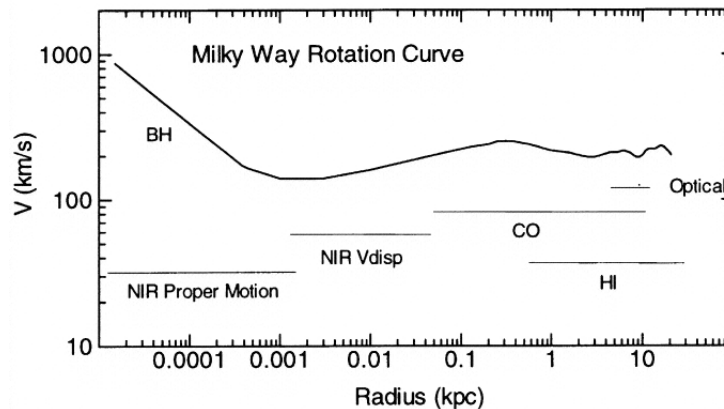


Figura 1.3 Curva de rotación de nuestra galaxia en escala logarítmica. (Sofue et al. 1999).

Las galaxias espirales de tipo morfológico Sc tienen velocidades máximas menores que galaxias de tipos Sa y Sb en el rango desde menos de 100 hasta  $200 \text{ km s}^{-1}$  (Rubin et al. 1980). Galaxias masivas de tipo morfológico Sc muestran una subida repentina en la parte nuclear similar a las galaxias de tipo morfológico Sb. Sin embargo galaxias menos masivas de tipo Sc presentan una subida mas suave y también una rotación plana hasta las partes mas externas del disco. Galaxias de tipo Sc de bajo brillo superficial presentan una subida central mas gradual con velocidades de rotación que aumentan de forma monotona hacia las partes mas externas del disco, estas últimas

características son muy parecidas a aquellas de galaxias enanas (Bosma et al. 1988).

### **Galaxias barradas.**

Las propiedades de rotación a gran escala de galaxias barradas SBb y SBc son en general similares a aquellas de galaxias sin barra de tipos Sb y Sc. Sin embargo, el estudio de su cinemática es más complicado que para las galaxias espirales sin barra, debido a que sus trazadores de gas no están distribuidos uniformemente (Bosma 1981) y su velocidad están modificadas por las orbitas en la barra. Algunos autores estudiaron este fenómeno en varias líneas en emisión y absorción:  $H\alpha$  (Peterson et al. 1978), HI (Sancisi et al. 1979) y líneas estelares (Kormendy 1983). Estudios espectroscópicos en la línea del CO revelaron alta concentración de gas molecular chocado a lo largo de la barra asociado con movimientos no circulares (Sakamoto et al. 1999). Las galaxias barradas muestran brincos de velocidad desde  $\pm 30$ - $40 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $\geq 100 \text{ km s}^{-1}$  en las partes más externas de la barra a radios entre 2-5 kpc. Las galaxias espirales sin barra pueden tener variaciones de velocidad alrededor de  $10$ - $20 \text{ km s}^{-1}$ , debido a la presencia de los brazos espirales. Las galaxias barradas muestran un campo de velocidad mucho más complejo comparadas con galaxias espirales sin barra. Estas grandes variaciones de velocidad surgen del potencial de la barra que se extiende por varios kpc. Simulaciones de DPV para galaxias barradas vistas de canto revelan fluctuaciones de decenas de  $\text{km s}^{-1}$ , que perturban la curva de rotación plana (Athanassoula & Bureau 1999; Weiner & Sellwood 1999). En estos modelos, las espirales barradas contienen hasta el 30 % de estrellas que rotan en sentido contrario al de la barra, las órbitas son circulares y perpendiculares a la barra. Las galaxias barradas se han observado mucho menos que las galaxias espirales sin barra, aunque constituyan una fracción considerable de todas las galaxias de disco (Mulchaey & Regan 1997). Sin embargo, observaciones ópticas de alta resolución, junto con observaciones de HI y CO, aumentaron el estudio de campos de velocidad con movimientos no circulares bidimensionales (Wozniak & Pfenniger 1997). El flujo de gas a lo largo de la barra es una forma muy eficiente de transferencia de gas hacia las regiones centrales y es uno de los procesos que pueden llevar a aumentar la tasa de formación estelar en galaxias espirales (Shlosman et al. 1990). En la figura (1.4) se muestra una comparación entre las curvas de rotación de galaxias espirales sin barra de tipos morfológicos Sb, Sc y galaxias espirales barradas de los mismos tipos morfológicos SBb, SBc (Sofue et al. 1999).

### **Galaxias de bajo brillo superficial y galaxias enanas.**

La cinemática de galaxias de bajo brillo superficial fue estudiada por primera vez por de Blok et al. (1996), con observaciones en la línea del HI, quien encontró curvas de rotación que subían muy lentamente y que a menudo continuaban creciendo hasta el último punto observado. Las

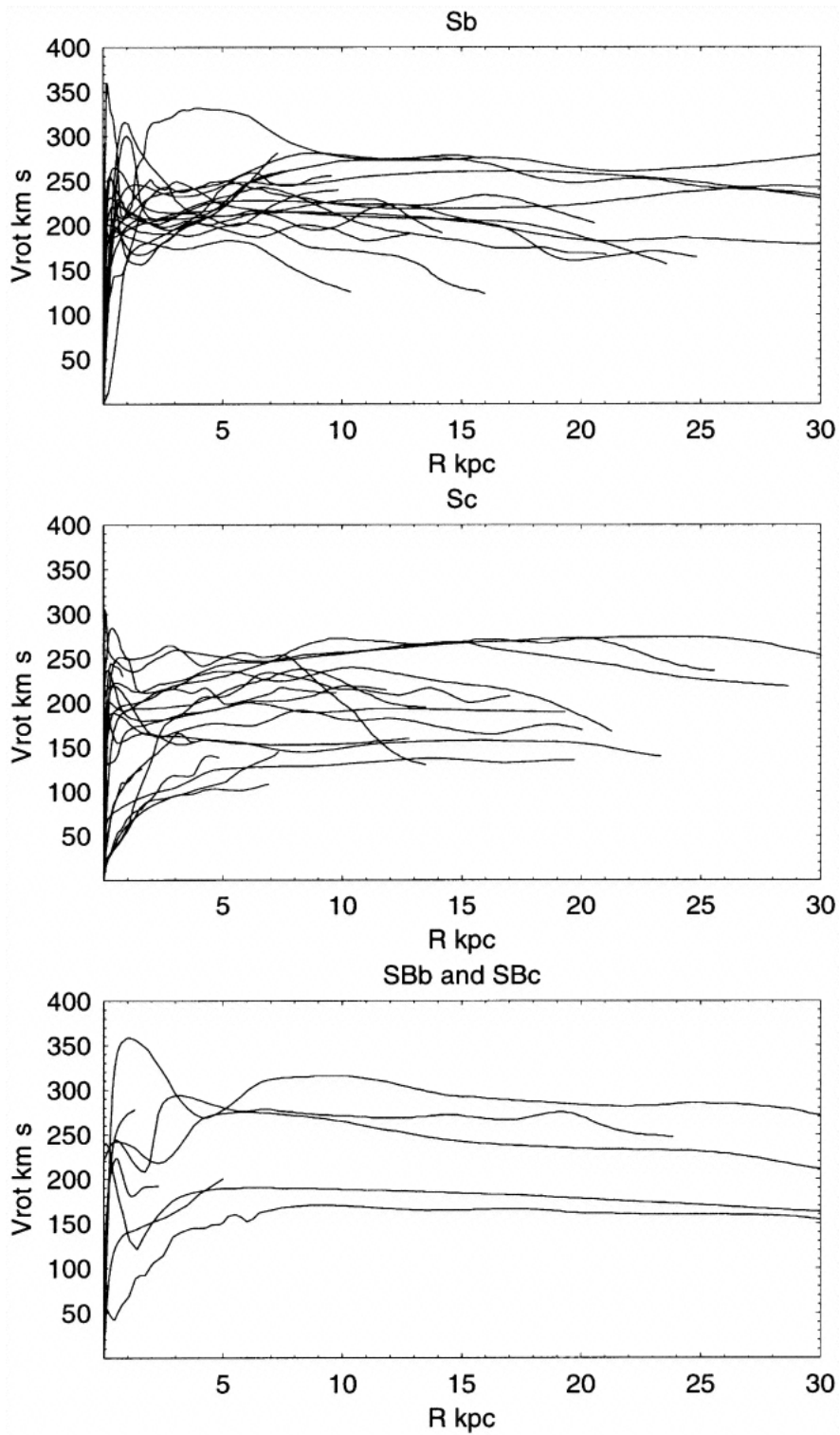


Figura 1.4 Comparación entre curvas de rotación de galaxias Sb, Sc y SBb, SBc. (Sofue et al. 1999).



curvas de rotación en la banda óptica revelan una subida repentina para algunas de las galaxias estudiadas precedentemente en la línea de hidrógeno neutro, pero no para todas las galaxias del muestreo anterior (Swaters et al. 2000). No está claro si las galaxias de bajo brillo superficial están dominadas por materia oscura dado que los modelos de masa presentan incertidumbres considerables. Las primeras observaciones de galaxias enanas mostraron que rotan muy lentamente y tienen curvas de rotación que crecen de forma monótona hasta el último punto observado (Tully et al. 1978; Carignan & Freeman 1985; Broeils 1992). Swaters et al. (2000) obtuvo curvas de rotación recabadas de campos de velocidad para 60 galaxias enanas de tipo tardío de baja luminosidad observadas con el Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT). La mayoría de las curvas de rotación tienen formas similares a aquellas de galaxias espirales de más alta luminosidad, a luminosidades más bajas corresponde más variación en las formas de las curvas de rotación. Las galaxias enanas con una concentración luminosa en el centro tienen curvas de rotación que crecen mas repentinamente y un comportamiento similar se encuentra en curvas de rotación de galaxias espirales normales. Para las galaxias enanas dominadas por la materia oscura no se puede separar de forma inequívoca la contribución de la componente estelar de la materia oscura. Para esto se necesitan observaciones con más alta calidad y descomposiciones de masa menos ambiguas.

#### **1.1.4. Cinemática de los centros de galaxias espirales.**

Solamente en pocos casos especiales se puede inferir la cinemática del gas y las estrellas a escalas de decenas de parsec. En general, cuando se habla de curvas de rotación alrededor del núcleo de una galaxia espiral, se refiere a velocidades medidas de espectros donde la resolución de un elemento individual incluye una fracción muy grande del radio en el cuál varía la velocidad. La resolución angular y la exactitud de cualquier medición depende de las herramientas y el desarrollo tecnológico de la época en la que se hace la medición. En la siguiente sección vamos a hablar de la información que llevan los campos de velocidades en las regiones alrededor del núcleo de galaxias espirales y cuáles son los fenómenos físicos que pueden estar asociados con esta información.

#### **Alta resolución y rango dinámico.**

Los campos de velocidad en las regiones centrales de galaxias espirales han sido obtenidos con espectroscopía de CCD, debido al alto rango dinámico y a la exacta sustracción de la luz del continuo generada del bulbo estelar (Rubin & Graham 1987; Sofue et al. 1998). Sin embargo la espectroscopia óptica a menudo encuentra dificultades adicionales como es la extinción debida al disco nuclear polvoriento y la confusión con líneas de absorción que surgen de las alas del continuo de Balmer de estrellas de tipo espectral A. Estos problemas disminuyen si se utiliza la línea molecular del CO a causa de la poca extinción, del alto contenido de gas molecular y la

alta resolución espacial y en velocidad, con la técnica de radio interferometría. La combinación de líneas de CO y de líneas ópticas produce curvas de rotación de gran exactitud en las regiones externas e internas de galaxias espirales (Sofue 1996).

### Componentes centrales que rotan muy rápidamente y regiones centrales muy masivas.

Las curvas de rotación de las regiones centrales de galaxias espirales han sido obtenidas para un cierto número de galaxias espirales por medio de una recopilación sistemática de DPV en las líneas de CO y  $H\alpha$  (Sofue et al. 1999; Amram et al. 1992, 1994). Las figuras (fig. 1.5 y fig. 1.6) muestran curvas de rotación obtenidas para galaxias cercanas con alta resolución espacial y de velocidad. Para galaxias espirales masivas, las altas velocidades nucleares podrian ser una propiedad universal, si y solo si se detectaran con observaciones de la más alta resolución.

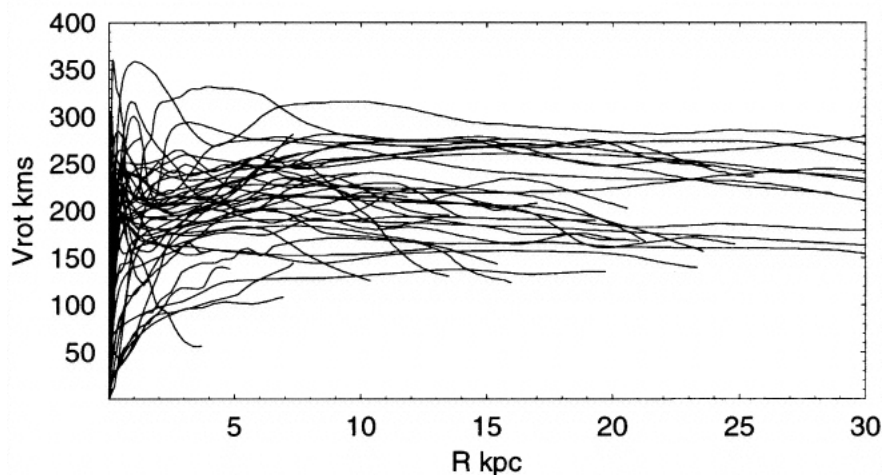


Figura 1.5 Curvas de rotación de galaxias espirales obtenidas combinando datos de CO para las regiones centrales, datos ópticos para los discos y HI para el disco externo y el halo (Sofue et al. 1999).

Bertola et al. (1998) pusieron en evidencia que las elevadas velocidades nucleares observadas en algunas galaxias espirales son consistentes con el efecto producido por el potencial combinado de una masa puntiforme central y una componente extendida. De esta forma estos autores indicaron la presencia de una concentración de masa central del orden de  $\sim 10^9 M_{\odot}$ . Las evidencias confirman que la excesiva subida nuclear observada en galaxias masivas es real y no debida a artefactos debidos a las observaciones. Para estas galaxias masivas la densidad crece hacia el núcleo mucho mas rapidamente que lo que se esperaría de una ley exponencial o de de Vaucouleurs. En general no se encuentra ninguna peculiaridad en las curvas de rotación de galaxias con regiones de formación estelar (starburst), en Seyfert y en galaxias que presentan chorros de materia eyectados desde el núcleo (Brinks et al. 1997). La única diferencia son las altas velocidades centrales (Sofue

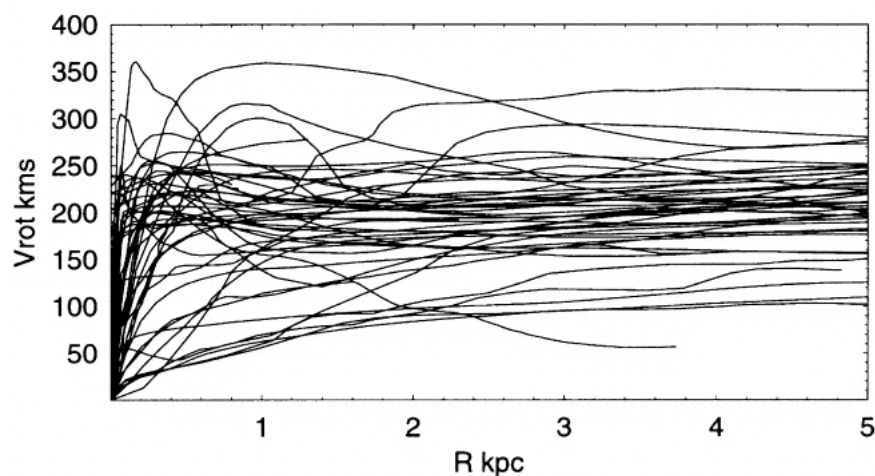


Figura 1.6 Zona central de la curvas de rotación presentadas en la figura (fig. 1.5) (Sofue et al. 1999).

& Irwin 1992). Estas galaxias muestran todas un exceso en los valores de las velocidades de las regiones centrales, ese exceso se observa normalmente en galaxias masivas que presentan baja actividad nuclear y también en otras galaxias masivas con actividad nuclear en forma de sincrotrón con flujo que puede acarrear gas molecular (Kempner & Sarazin 2000). Este último hecho indica que no hay una clara correlación entre la existencia de objetos masivos en los núcleos de galaxias espirales y la actividad nuclear.

### Movimientos no circulares en barras nucleares.

Los potenciales ovalados como los que se deben a la presencia de una barra producen choques galácticos de gas interestelar y el gas chocado fluye a lo largo de la barra siguiendo órbitas no circulares (Sorensen et al. 1976; Noguchi 1988; Shlosman et al. 1990). La velocidad de este flujo durante su pasaje afuera de las regiones de choque es más alta de la velocidad circular, mientras que su velocidad en el tránsito adentro de la región de choque es más pequeña que la velocidad circular y muy cercana a la velocidad del patrón de la barra en rotación de cuerpo rígido. El gas molecular se encuentra fuertemente condensado en el choque galáctico y permanece fluyendo a lo largo de la barra para la mayoría de su tiempo orbital. Las velocidades medidas con líneas de CO son velocidades de gas con valores muy cerca de aquellas asociadas a gas en movimiento rígido junto con la barra y son más lentas que las velocidades circulares. En los discos centrales detectados por medio de la línea de CO se observan velocidades en el intervalo de 20 a 50 km s<sup>-1</sup> que se asocian a movimientos no circulares debidos a la presencia de una barra (Ishizuki et al. 1990; Kohno et al. 1999).

## 1.2. Materia oscura.

La evidencia mas fuerte que las galaxias espirales están rodeadas por halos extendidos de materia oscura es proporcionada por la diferencia entre la distribución de materia dada por la luminosidad y la distribución de masa recabada de las velocidades de rotación. La física de la materia oscura es uno de los temas mas importantes y difíciles por estudiar para físicos y astrónomos.

### 1.2.1. Antecedentes históricos

En 1930 Zwicky midió las dispersiones de velocidad de 8 galaxias en el cúmulo de Coma. Las velocidades eran demasiadas altas para ser consistentes con el potencial gravitacional generado solamente para la materia luminosa. Su estimación inicial fue que las masas de las estrellas podían justificar solamente el 0.5 % de la masa total dinámica de todas las galaxias del cúmulo. Esta fue la primera detección indirecta de la materia oscura. Oort (1940) observó con rendija la galaxia espiral NGC 3115 en longitudes de onda ópticas en el observatorio de Mt. Wilson y concluyó que la razón  $M/L$  de estrellas era muy alta y ésta fue uno de los descubrimientos que impulsaron el estudio de la materia oscura en galaxias espirales. Cuando Rubin & Ford (1970) publicaron la curva de rotación de M31 construida con velocidades obtenidas de espectros de 67 regiones HII, los autores notaron que la masa seguía creciendo más allá de la última región observada, situada a una distancia de 24 kpc. Estudios sucesivos extendieron el rango de medición de las curvas de rotación hasta más de 50 kpc en galaxias espirales de alta luminosidad y confirmaron los resultados previos (Rubin et al. 1978). Curvas de rotación planas en la línea de HI fueron observadas por primera vez con una antena (Roberts & Rots 1973). Observaciones más profundas y con más alta resolución espacial hechas con arreglos de antenas revelaron que para la mayoría de galaxias espirales, las curvas de rotación permanecían planas más allá del radio óptico (Begeman 1989). Observacionales y teóricos reconocieron conjuntamente que las galaxias de disco estaban rodeadas por halos de materia oscura (Ostriker & Peebles 1973; Einasto et al. 1974). La conclusión que una curva de rotación plana es debida a un halo masivo de materia oscura que rodea el disco espiral de materia luminosa requiere que la teoría de gravitación de Newton sea válida a escalas cosmológicas. Aunque faltan las pruebas para una tal suposición, la mayoría de los astrónomos prefiere esta explicación a la alternativa que la ley de gravitación de Newton necesite modificaciones para poderla aplicar a distancias muy grandes (Milgrom 1983; Sanders 1996; Sanders & Verheijen 1998).

### 1.2.2. Halos masivos de materia oscura.

Uno de los mejores indicadores de materia oscura es la diferencia entre la masa de las galaxias predicha de la luminosidad y la masa inferida de la dinámica. Esta diferencia también produce

una modificación a lo largo del radio de la razón masa luminosidad ( $M/L$ ) y es un indicio de la distribución de la materia visible e invisible (Bosma 1981; Lequeux 1983; Kent 1986; Takamiya & Sofue 2000). Algunos autores asumen que la parte visible de las galaxias consiste de un bulbo y un disco y cada una de estas componentes tiene un  $M/L$  constante. Kent (1986) utilizó el método del disco máximo para obtener cocientes  $M/L$  para las componentes individuales. Athanassoula et al. (1987) intentó minimizar las incertidumbres entre disco máximo y mínimo introduciendo restricciones que permitieran la existencia de la estructura espiral. Perfiles radiales de la densidad de masa superficial, fueron obtenidos por Forbes (1992), utilizando la fotometría en la banda óptica (Kent 1986) para obtener luminosidades desde los perfiles de densidad superficial, y utilizando curvas de rotación en  $H\alpha$  (Rubin et al. 1991) y HI (Kent 1987) para obtener las masas, suponiendo una distribución esférica de masa y usando la relación  $M \sim V^2 R$ . De esta forma los autores obtuvieron perfiles de densidad de masa para una muestra de 48 galaxias espirales y compararon los resultados obtenidos con este método con los resultados de Kent (1985), que obtiene el cociente masa luminosidad decomponiendo la materia luminosa con componentes de disco y bulbo a partir de datos de fotometría óptica, encontrando que la distribución radial del cociente  $M/L$  es sumamente variable en el disco óptico y bulbo, y crece muy rápidamente mas allá del disco, donde domina la materia oscura.

### 1.2.3. Curvas de rotación que decrecen.

Muy pocas galaxias de disco muestran curvas de rotación con una caída kepleriana en sus velocidades de rotación. Entre las curvas de rotación que muestran algunas peculiaridades, se observan de vez en cuando curvas de rotación que decaen, y este hecho confirma la creencia convencional que la distribución de masa está truncada entre 1 y 3 radios ópticos (3-5 longitudes de escala) (Casertano 1983; Casertano & van Gorkom 1991; Barteldrees & Dettmar 1994). El hecho que algunas curvas de rotación estén truncadas es una cuestión importante en contra de la existencia de la materia oscura, pero el problema está todavía abierto.

### 1.2.4. Hipótesis físicas de la materia oscura.

Existen varios candidatos de materia oscura que se dividen principalmente en dos categorías fundamentales: materia oscura bariónica y no bariónica. La materia oscura bariónica consta de condensaciones de hidrógeno de baja temperatura, enanas blancas ( $1 M_{\odot}$ ), enanas cafés ( $< 0.08 M_{\odot}$ ), enanas de tipo espectral M ( $0.1 M_{\odot}$ ), estrellas de neutrones ( $2 M_{\odot}$ ), hoyos negros estelares ( $\sim 10 M_{\odot}$ ), hoyos negros de masa intermedia ( $10^2$ - $10^5 M_{\odot}$ ), hoyos negros super masivos ( $> 10^5 M_{\odot}$ ) y planetas ( $\approx 0.001 M_{\odot}$ ) (Carr 1994). La materia oscura no bariónica consiste de varios tipos de partículas como axiones ( $10^{-5}$  eV), neutrinos (10 eV), fotinos (1 GeV), monopolos ( $10^{16}$

GeV), remanentes de partículas de la era de Planck ( $10^{19}$  GeV), agujeros negros primordiales ( $> 5.03 \times 10^{-19} M_{\odot}$ ), fracciones de quark ( $< 5.03 \times 10^{-14} M_{\odot}$ ) y la llamada materia de sombra (Carr 1994). Desde la nucleosíntesis primordial el parámetro de densidad bariónica está fuertemente constreñido a  $0.010h^{-2} < \Omega_b < 0.015h^{-2}$  (Walker et al. 1991), este hecho implica la necesidad de la existencia de ambos tipos de materia oscura (bariónica y no bariónica). Un cuidadoso inventario hecho por Persic & Salucci (1992) muestra que las contribuciones a  $\Omega_v$  (materia visible) es 0.0007 en galaxias espirales, 0.0015 en galaxias elípticas y esferoidales,  $0.00035 h^{-1.5}$  en cúmulos masivos,  $0.00026 h^{-1.5}$  en grupos de galaxias y cúmulos con pocas galaxias. Esto nos da un total de  $(2.2 \pm 0.6 h^{-1.5}) \times 10^{-3}$ , así que la fracción de materia oscura bariónica tiene que estar en el rango de 70% y 95% para  $h$  en el intervalo  $0.5 < h < 1$ . La discrepancia entre  $\Omega_b$  y  $\Omega_v$  podría ser resuelta con una densidad apreciable de gas interestelar. Aunque los bariones que faltan podrían estar en la forma de un medio intergaláctico caliente que nunca se incorporó a las galaxias o que fue expulsado de supernovas o por vientos galácticos. La otra posibilidad es que los bariones que faltan estén dentro de los halos de las galaxias. Los halos de materia oscura no pueden estar compuestos de gas caliente porque éste tendría una emisión muy intensa en los rayos X, pero podría estar en la forma de gas molecular de baja temperatura (Pfenniger et al. 1994). En su modelo, el gas está en forma de nubes muy densas con masas de  $10^{-3} M_{\odot}$  y tamaño de 30 unidades astronómicas en un disco rotante. Este modelo está motivado por el hecho que las espirales evolucionaron en la secuencia de Hubble desde Sd a Sa en menos de 10 mil millones de años con una disminución del cociente masa luminosidad y esto implicaría que la materia oscura se transformaría en estrellas a lo largo de este proceso (Pfenniger et al. 1994). Todavía otra posibilidad es que la materia oscura bariónica haya sido procesada en remanentes de estrellas. En todos estos casos el problema que permanece abierto es que la materia oscura bariónica no tiene suficiente masa para explicar el contenido de materia oscura en los halos de las galaxias. Búsquedas directas de objetos de halos masivos (MACHOs de su siglas en inglés) utilizando las técnicas de lentes gravitacionales, condujeron al resultado que solamente el 25% del halo de materia oscura en galaxias está compuesto por estos objetos. Desde la cosmología se sabe que la contribución de una componente con densidad  $\rho_x$  está dada como una fracción de la densidad crítica  $\rho_c = (3H_0^2/8\pi G) \approx 1.88 \times 10^{-26} h^2 \text{ kg m}^{-3} \approx 10.5h^2 \text{ keV c}^{-2} \text{ cm}^{-3}$  tal que para una componente en particular tenemos  $\Omega_x = \rho_x/\rho_c$ . El satélite WMAP midió el parámetro de planitud espacial del universo  $\Omega_T = \Omega_m + \Omega_{\Lambda} = 1.02 \pm 0.02$  donde  $\Omega_m$  representa la contribución de la materia oscura bariónica  $\Omega_b$  y no bariónica  $\Omega_{nb}$  y  $\Omega_{\Lambda}$  representa la contribución de la componente de energía oscura y las únicas componentes contribuyen de la siguiente forma  $\Omega_b = 4.6 \pm 0.1\%$   $\Omega_{nb} = 22 \pm 2\%$  y  $\Omega_{\Lambda} = 73 \pm 4\%$ . Desde estas mediciones las componentes que contribuyen más a la planitud espacial del universo son la de materia oscura no bariónica y la de energía oscura. Estas últimas consideraciones apoyan el hecho de que es necesario invocar otros tipos de materia oscura que no están hechas por bariones para poder explicar el exceso de masa en galaxias espirales y la planitud espacial del universo. Entre los candidatos de materia oscura no bariónica que se presentan arriba están los neutrinos masivos ( $\gtrsim 0.05$  eV) que derivan del modelo estándar. El problema con estos tipos de partículas es que sus velocidades son relativistas y este hecho no se concilia

con la época de la formación de galaxias porque velocidades tan altas hubieran hecho desaparecer estructuras de pequeña escalas y esto está en contra de la distribución de densidad de materia que se observa al día de hoy. Esta limitación se extiende a todos los tipos de materia oscura de alta temperatura, así que nos restringimos a hablar solamente de materia oscura de baja temperatura. Los candidatos de la materia oscura de baja temperatura tienen que interactuar muy débilmente o no interactuar con la radiación electromagnética. Un candidato muy fuerte para la materia oscura de baja temperatura son las partículas masivas que interactúan muy débilmente con la radiación electromagnética (WIMP de su sigla en inglés). Estas partículas tienen masas en el intervalo  $\sim 10$  GeV-algunosTeV (Bertone 2010) con una sección de interacción del orden de las escalas de las interacciones débiles. Un candidato muy natural que se toma como WIMP es el neutrino pesado. Cálculos de su densidad llevan a concluir para el neutrino de Dirac que  $\Omega_\nu \sim 0.3$ , para masas en los intervalos alrededor de algunos eV, GeV y TeV. Para otros rangos de energías el universo no sería plano, así que se excluyen estos intervalos de energía. Actualmente el candidato más idóneo de WIMP es la partícula más ligera en los modelos Super Simétricos (LSP y SUSY de sus siglas en inglés). Otros candidatos más o menos fuertes son el neutralino y el axión. Cálculos muestran que el neutralino tiene la misma probabilidad de ocurrir en los modelos SUSY que la partícula LSP y tiene la densidad requerida para ser uno entre los candidatos favoritos para la materia oscura no bariónica. Los axiones son muy ligeros, pero podrían constituir la materia oscura fría, dado que son producidos por procesos no térmicos de rompimiento de simetrías en el universo primordial. Además de estos candidatos existen otros que son posibles soluciones al problema de la materia oscura fría, pero no son igualmente fuertes como los candidatos de los que se habló hasta ahora. En la siguiente sub sección vamos hablar de las alternativas a la materia oscura.

### 1.2.5. Gravedad modificada de Newton como alternativa a la materia oscura.

Una de las alternativas a la materia oscura es la teoría de la gravedad modificada de Newton (MOND por su sigla en inglés). Las bases fenomenológicas de MOND consisten en dos hechos observacionales: el primero es que las curvas de rotación de galaxias espirales son asintóticamente planas (Shostak 1973; Rubin et al. 1980; Bosma 1978), el segundo es que existe una relación bien definida entre la velocidad de rotación y la luminosidad en galaxias espirales (ley de Tully-Fisher TF) (Tully & Fisher 1977; Aaronson et al. 1982). La intuición de Milgrom fue que las desviaciones de la ley de Newton se presentan solamente a bajas aceleraciones (Milgrom 1983). Una primera formulación de MOND es que la aceleración de una partícula con masa  $m$  bajo la influencia de una fuerza externa está dada por  $m\mathbf{a}\mu(a/a_0) = \mathbf{F}$  adonde  $a_0$  es el nuevo parámetro físico con unidades de aceleración y su valor es del orden de  $10^{-8} \text{ cm/s}^2$  y  $\mu(x)$  es una función que no está especificada pero tiene la forma asintótica  $\mu(x) = x$  cuando  $x \ll 1$  y  $\mu(x) = 1$  cuando  $x \gg 1$ . Una segunda formulación es que pensando en una modificación de la gravedad, la verdadera aceleración de la gravedad  $g$  está conectada con la aceleración de gravedad Newtoniana  $g_n$  por la

relación  $g\mu(|g|/a_0) = g_n$ . Aunque existen diferencias entre las dos formulaciones, las consecuencias para el movimiento de partículas de prueba en un campo gravitacional en el régimen de baja aceleración son idénticas. La fuerza gravitacional efectiva se convierte en  $g = \sqrt{g_n a_0}$ . Para un punto de masa  $M$ , si se pone  $g$  igual a la aceleración centrípeta  $v^2/r$  tenemos  $v^4 = GMa_0$  en el régimen de bajas aceleraciones. De esta última relación todas las curvas de rotación de puntos de masas aislados son asintóticamente planas y existe una relación masa-luminosidad de la forma:  $M \propto v^4$ . Sin embargo el concepto de una curva de rotación asintóticamente plana es absoluto en MOND. Este hecho está en contradicción con la existencia de curvas de rotación que muestran un declive kepleriano a una gran distancia del objeto luminoso (Sofue et al. 1999). Las curvas de rotación medidas de galaxias espirales son los datos ideales para verificar hipótesis como la de MOND (Sanders 1996; Sanders & Verheijen 1998). Esto es porque sin materia oscura la curva de rotación se puede derivar de la distribución de gas y estrellas. Además las curvas de rotación medidas en la línea de HI se extienden mucho más allá del radio óptico de la galaxia donde la aceleración centrípeta es pequeña y la discrepancia con lo que predice MOND es grande. En general en algunos casos las curvas de rotación de MOND están en buen acuerdo con las curvas observadas.

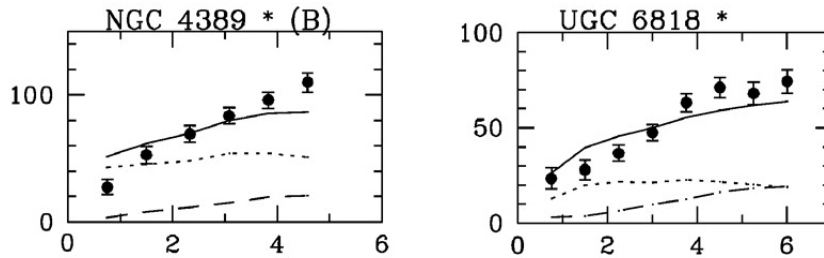


Figura 1.7 Curvas de rotación con ajuste de MOND problemático (Sanders & McGaugh 2002).

Normalmente estos casos tienen un problema identificable con la curva de rotación observada o su interpretación como trazador de la distribución de la fuerza radial. Por ejemplo NGC 4389 es fuertemente barrada, y el hidrógeno nuclear es adyacente al disco visible y la barra. Otro ejemplo es UGC 6818 que probablemente está interactuando con una compañera débil en la parte occidental de su disco. En la figura (1.7) se muestran las dos curvas de rotación que tienen algún problema con el ajuste de MOND. En la figura (1.8) se presenta un muestreo de curvas de rotación tomadas de la literatura y derivadas de observaciones con el WRST y el VLA (Very Large Array) (Sanders 1996; McGaugh & de Blok 1998).

El aspecto más interesante de estos estudios es que MOND reproduce las tendencias generales y también todos los detalles de las curvas de rotación que se consideraron. Solamente para el 10% de las 100 galaxias del muestreo consideradas en el contexto de MOND el modelo difiere de forma significativa de la curva de rotación observada. En el caso de MOND el único parámetro



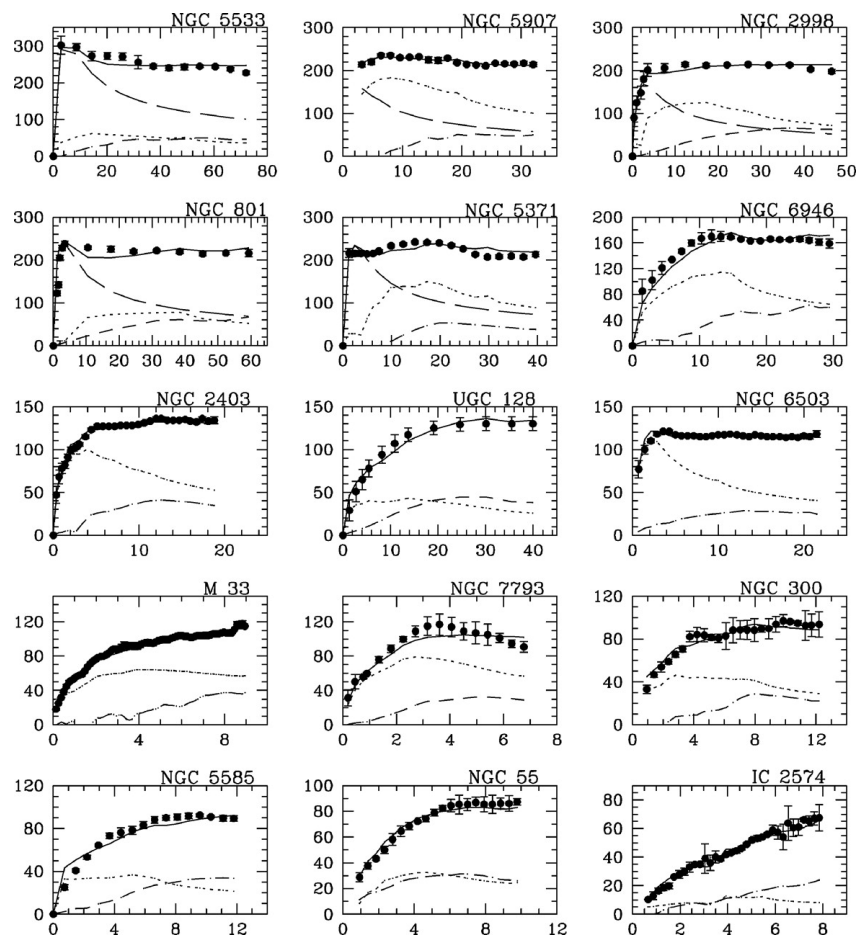


Figura 1.8 Curvas de rotación con ajuste de MOND (Sanders 1996; McGaugh & de Blok 1998).

libre del ajuste es el cociente  $M/L$  del disco visible. MOND fue pensado para producir curvas de rotación asintóticamente planas con una ley dada de masa-velocidad (TF), pero no está pensada para reproducir todos los detalles de las curvas de rotación observadas con un sólo parámetro libre y definitivamente no está pensada para proporcionar una dependencia razonable del cociente  $M/L$  con los colores de las poblaciones estelares del disco. Lake (1989) hizo notar que existe una variación sistemática del parámetro de aceleración  $a_0$  con la velocidad de rotación máxima al tomar un muestreo de curvas de rotación derivadas de datos de seis galaxias enanas con aceleraciones internas muy bajas. Si este hecho hubiera sido confirmado, se hubiera debido modificar gran parte de MOND. Algunos autores reconsideraron este problema considerando observaciones en la línea de HI de un muestreo de 35 galaxias enanas y tomando el parámetro de aceleración  $a_0$  como parámetro libre (Swaters 1999). Este análisis no encontró ninguna variación sistemática del parámetro de aceleración  $a_0$  con la velocidad máxima de rotación de las galaxias estudiadas, contradiciendo el resultado de Lake (1989). Por otro lado, este estudio presenta incertidumbres derivadas de la dispersión de los datos, debido a la distribución irregular de HI en galaxias enanas e incertidumbres debidas a la pobre determinación de las distancias, determinadas utilizando el método de la paralaje de grupo. De estos ejemplos es muy clara la dificultad de descalificar a MOND basándose solamente en muestreos limitados de curvas de rotación, pero por lo menos es posible identificar las causas del fracaso en la reproducción de los datos observados (baja resolución, barras, interacciones, alabeos). Una incertidumbre adicional es la distancia exacta de las galaxias, dado que la estimación de la aceleración interna de una galaxia depende del valor supuesto de distancia. En general la capacidad de MOND de reproducir las curvas de rotación de las galaxias con un solo parámetro libre (el cociente  $M/L$  del disco visible) es asombrosa, sin requerimiento alguno de materia oscura. Muestreos de más galaxias y una adecuada interpretación de los datos observacionales determinarán si la teoría de MOND es correcta. Por otro lado, las teorías de materia oscura tendrán que lograr reproducir a posteriori los muchos fenómenos que MOND reproduce para que se puedan considerar como explicaciones válidas del exceso de masa en galaxias espirales.

### 1.3. Resonancias.

En esta sección vamos a hablar de como determinar las resonancias a partir de la curva de rotación de las galaxias espirales. Empezamos haciendo una pequeña introducción histórica del modelo teórico de donde se derivan las resonancias de una galaxia de disco. Además vamos a tratar la importancia de las curvas de rotación como uno de los métodos para determinar las resonancias y a hablar muy concisamente de otros métodos existentes. Se delinea también la importancia de las resonancias para la determinación de la velocidad del patrón espiral o de la barra en una galaxia de disco.

### 1.3.1. Antecedentes históricos

Históricamente las resonancias están conectadas a la teoría de la formación de los brazos espirales. Uno de los primeros que intentó encontrar una solución al problema de la formación de la estructura espiral fue Lindblad. A partir del 1927 Lindblad empezó a estudiar los brazos espirales que tienen las extremidades que apuntan en la dirección de rotación del disco (leading en inglés).

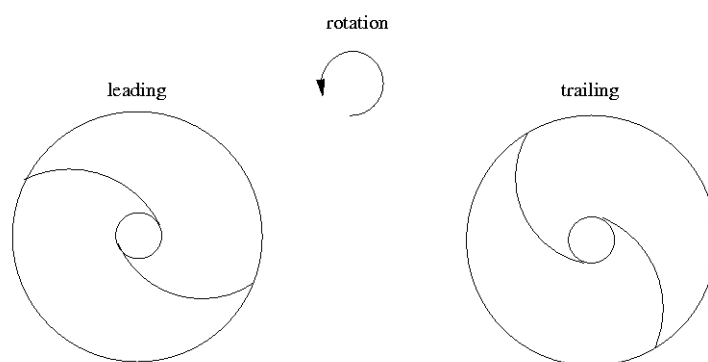


Figura 1.9 Brazos espirales leading y trailing (Binney & Tremaine 1987).

En la figura (1.9) se presenta un dibujo esquemático de lo que se entiende para brazos espirales leading o trailing (Binney & Tremaine 1987). Lindblad creía que esos brazos eran formados por material que se desviaba de órbitas circulares inestables justo afuera de una nebulosa rotante que se estaba encoiando y achatando. Además en sus primeros artículos pensó haber encontrado la bien conocida inestabilidad dinámica de los esferoides de McLaurin y que esta inestabilidad hubiera generado una forma geométrica rotante a una velocidad que representaba la mitad de la velocidad de rotación del mismo fluido. Lindblad pensaba que los brazos espirales leading eran un fenómeno transitorio (Lindblad 1951).

El trabajo de Lindblad acerca de la estructura espiral fue hecho antes de la era de las observaciones y antes que Baade descubriera las dos poblaciones estelares. Baade (1963) reconoció que el problema de la estructura espiral estaba conectado a la presencia de polvo y gas en los brazos de las galaxias espirales y que la explicación se tenía que dar utilizando la dinámica del gas y las teorías de los campos magnéticos. El mismo Lindblad reconoció que su vieja teoría no se podía reconciliar con las nuevas evidencias observacionales. Lindblad propuso que los dos brazos gaseosos en la figura (1.10), representan un patrón que está rotando como cuerpo rígido en el sentido de las agujas del reloj con velocidad angular  $\omega_F$ , los elementos de gas se mueven en sentido retrógrado, si vistos en el sistema de referencia rotante, adentro de la región  $F$  se adelantan al patrón espiral. El mismo Lindblad notó también que el patrón espiral persistía. Esta visión

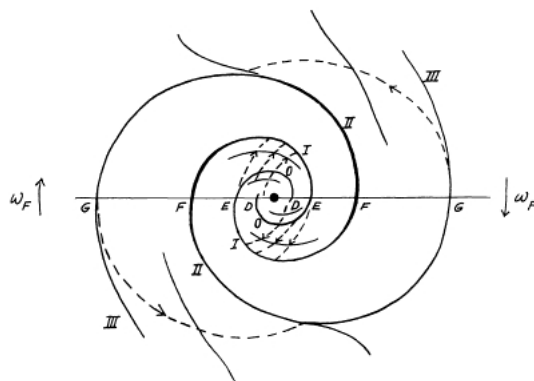


Figura 1.10 Esbozo esquemático de la teoría de la circulación de Lindblad (Lindblad 1951).

intuitiva de las trayectorias del gas involucradas en las ondas de choques espirales no será rebasada de forma considerable hasta los trabajos de los años 60. La hipótesis de Lin & Shu (1964) dejó atrás la descripción intuitiva de Lindblad. Lin y Shu propusieron que la perturbación gravitacional tendría que ser predominantemente a lo largo de la dirección radial. Estos dos autores postularon la existencia de un campo de fuerzas espirales y Fujimoto (1968) mostró que cuando una capa de gas isotérmica se desliza atrás de una perturbación gravitacional radial, la respuesta estacionaria genera ondas de choque con una amplitud más pequeña que el campo de fuerzas espiral. Este autor demostró que no solo el hidrógeno de alta densidad en los brazos espirales sino que también el polvo observado en el lado concavo de los brazos espirales brillantes de galaxias externas se podrían generar por la misma onda de choque. Roberts (1969) mejoró el análisis de Fujimoto y introdujo el hecho que la onda de choque pudiera provocar la formación de muchas asociaciones de estrellas jóvenes. Para acreditar estas hipótesis se hizo observaciones en las líneas de HI y  $H\alpha$ , pero no se pudieron encontrar evidencias observacionales tan contundentes para confirmar todas las predicciones de la teoría. Toomre (1969) demostró que las ondas de densidad se propagan de forma radial y hacia longitudes de onda cada vez más cortas con una velocidad de grupo que es suficiente para eliminarlas en pocas rotaciones del disco. Este hecho no significaba necesariamente que la teoría de ondas de densidad estuviera mal, simplemente sugiere que si las ondas de densidad en una galaxia persisten debe de haber un mecanismo que las reconstruya. El autor individúa tres posibles mecanismos capaces de renovar las ondas de densidad, el primero es debido a una inestabilidad local en el disco de la galaxia, el segundo se debe a excitación por fuerzas de mareas debidas a una interacción con una galaxia satélite y el tercero es causado de una distorsión de gran escala, no necesariamente espiral, o de una inestabilidad que involucra todo el disco (distorsión oval o ondas generadas de la presencia de una barra). De los resultados de Toomre se entendió que el cuadro de como se pudiera generar la estructura espiral no estaba todavía completo. En los años 80 y 90 se continuó el desarrollo de la teoría y en la mitad de los años 90 se llegó a dos ideas totalmente distintas. La primera se debe a Bertin & Lin (1996), estos autores plantearon que los brazos espirales son manifestaciones de modos vibracionales estacionarios del

disco subyacente. La segunda se debe a Toomre (1990) y afirma que el patrón espiral es debido a modos vibracionales efímeros, patrones recurrentes y transitorios que se generan para pedazos de material en movimiento no laminar o como una inestabilidad recurrente (Sellwood 2000). Un gran obstáculo que impidió progresar en esta área fue la ausencia de discriminantes observacionales que deberían favorecer uno de estos dos puntos de vista arriba del otro. Simulaciones N cuerpos de discos de baja temperatura muestran una actividad espiral transitoria y constante y este resultado básico no ha cambiado con el perfeccionamiento de las simulaciones numéricas. Sellwood & Carlberg (1984) descubrieron que el patrón espiral desaparece en simples simulaciones que no tienen en cuenta el efecto de disipación del gas. Trabajos sucesivos mostraron que casi cualquier método de enfriamiento dinámico puede mantener la actividad espiral y esto también sucede en simulaciones de formación de galaxias (Governato et al. 2007). En nuestros días parece que la teoría lineal no puede dar una descripción exacta de la generación del patrón espiral, por el hecho de que simulaciones N cuerpos sugieren que efectos no lineales se manifiestan a una sobredensidad relativa del 2% que es mucho menor que las amplitudes conocidas de galaxias espirales. Otro hecho importante es que algunas estrellas en la vecindad solar han sido desplazadas a una resonancia de Lindblad más interna. Esta evidencia está en favor de la teoría que los patrones espirales se forman como ciclos constantes de inestabilidades transitorias, cada uno causado por la dispersión resonante producida de una onda previa (Sellwood 2010). El problema está todavía abierto y su solución depende de los esfuerzos teóricos y observacionales que se llevarán a cabo en un próximo futuro.

### 1.3.2. Determinación de la velocidad del patrón a partir de la curva de rotación.

Las órbitas tienen frecuencias naturales de resonancias. Si el campo gravitacional generado por la estructura espiral perturba una órbita cerca de sus frecuencias de resonancias entonces la respuesta de la órbita es fuerte, también si el campo que genera la perturbación es débil. Para investigar la respuesta de un disco estelar a un campo de fuerzas no axisimétrico, un primer paso fundamental es localizar las resonancias. La distancia galactocéntrica de una partícula que está orbitando en el plano ecuatorial de una galaxia axisimétrica es una función periódica del tiempo con periodo  $T_r$ . A lo largo del intervalo  $T_r$  el ángulo acimutal aumenta en una cantidad  $\Delta\phi$ . Estas cantidades están relacionadas a las frecuencias de oscilación radial y acimutal  $\Omega_r = 2\pi/T_r$  y  $\Omega_\phi = \Delta\phi/T_r$ . Suponemos que estamos viendo la órbita desde un sistema de referencia que rota con velocidad angular  $\Omega_p$ . El ángulo acimutal es dado por  $\phi_p = \phi - \Omega_p t$  que aumenta a lo largo de un periodo radial de  $\Delta\phi_p = \Delta\phi - \Omega_p T_r$ . Así podemos escoger la  $\Omega_p$  tal que la órbita sea cerrada, en particular se  $\Delta\phi_p = 2\pi n/m$  donde  $m$  y  $n$  son enteros, y la órbita se cierra después de  $m$  oscilaciones radiales. En este caso tenemos que  $\Omega_p = \Omega_\phi - n\Omega_r/m \approx \Omega - n\kappa/m$ , donde se aproximó  $\Omega_\phi$  y  $\Omega_r$  por sus valores en el caso de órbitas que se pueden aproximar a órbitas circulares, la frecuencia circular  $\Omega$  y la frecuencia epicyclica  $\kappa$ . La frecuencia epicyclica está definida por la relación:

$$\kappa^2(R) = \left( R \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \right) \quad (1.7)$$

donde  $\Omega$  es la frecuencia circular de una partícula que se mueve en una órbita circular a una distancia  $R$  del centro de una galaxia. Muy cerca del centro de una galaxia, donde la velocidad circular crece aproximadamente de forma lineal con el radio,  $\Omega$  es prácticamente constante y tenemos que  $\kappa \simeq 2\Omega$ . En otro lugar  $\Omega$  disminuye con el radio, aunque no más rápidamente que la caída kepleriana  $\Omega \propto R^{-3/2}$ , y eso nos da  $\kappa = \Omega$ . En general tenemos que  $\Omega \lesssim \kappa \lesssim 2\Omega$ . Para introducir las resonancias consideramos un potencial gravitacional estacionario en un sistema de referencia rotante de la forma  $\Phi_1(R, \phi, t) = \Phi(R, \phi - \Omega_p t)$ , donde  $\Omega_p$  es la velocidad del patrón del potencial. Algunos ejemplos reales de sistemas que generan potenciales de este tipo incluyen barras rotantes y una galaxia satélite en órbita circular en el plano del disco. Con la relación  $\Omega_p = \Omega - n\kappa/m$  las resonancias ocurren cuando la frecuencia circular  $\Omega$  y la frecuencia epicyclica  $\kappa$  en el potencial axisimétrico no perturbado satisfacen una de las tres condiciones  $\Omega = \Omega_p$  (resonancia de corotación),  $m(\Omega - \Omega_p) = \kappa$  (resonancia interna de Lindblad) y  $m(\Omega - \Omega_p) = -\kappa$  (resonancia externa de Lindblad). Estas resonancias ocurren a radios específicos en un disco rotante. La ubicación y también la existencia de estos radios, llamados el radio de corotación y los radios de Lindblad, depende de la velocidad circular y de la velocidad del patrón. En el caso que se tenga la curva de rotación de una galaxia se tiene la distribución de la velocidad de rotación  $V_R$  a lo largo del radio y la frecuencia para partículas en rotación circular alrededor del centro de una galaxia  $\Omega$  está conectada a la velocidad de rotación y al radio según la relación  $\Omega = V_R/R$ . así que una vez calculada la  $\Omega$  y utilizando la relación (1.7) para calcular la frecuencia epicyclica se pueden obtener las resonancias para cuálquiera galaxia de disco. En la figura (1.11) se muestran las curvas de las resonancias calculadas de un modelo de potencial isócrono y de un modelo construido para nuestra galaxia Dehnen & Binney (1998).

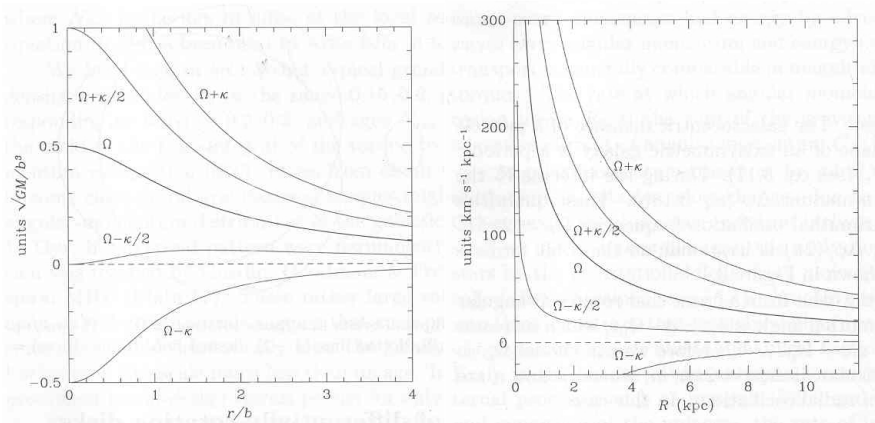


Figura 1.11 Resonancias obtenidas del modelo de potencial isócrono y de nuestra galaxia según el modelo de Dehnen & Binney (1998). (Binney & Tremaine 1987).

Una vez determinada la resonancia de corotación  $\Omega = \Omega_p$  queda también automáticamente determinada la velocidad del patrón espiral o de la barra en el caso que la galaxia espiral considerada tenga una barra. Entonces determinar las resonancias a partir de la curva de rotación se puede también considerar como otro método para recavar la velocidad del patrón espiral. En las siguientes secciones vamos a presentar otros dos métodos para calcular la velocidad del patrón espiral.

### 1.3.3. Determinación de la velocidad del patrón utilizando el método de Tremaine-Weinberg.

Tremaine & Weinberg (1984) demostraron que es posible medir la velocidad del patrón  $\Omega_p$  de una galaxia de disco barrada sin utilizar ningún modelo dinámico y empleando simplemente la cinemática derivada de un trazador estelar o gaseoso. Este método se llama el Método de Tremaine-Weinberg (MTW) y está basado en tres suposiciones fundamentales. La primera es que el disco de la galaxia es plano, la segunda es que el disco tenga una velocidad del patrón bien definida y la tercera es que la superficie de brillo del trazador utilizado obedezca a la ecuación de continuidad. Desde la primera suposición se deriva que un punto  $(x, y)$  en el disco en proyección en el cielo sea equivalente al punto  $(X, Y) = (x, y \cos i)$ , donde  $i$  es la inclinación ( $i = 90^\circ$  para una espiral vista de canto). De la segunda suposición se deriva que la superficie de brillo se supone constante en un sistema de referencia rotante con velocidad angular  $\Omega_p$ . De la tercera hipótesis procede que el trazador nunca se crea y nunca se destruye. Esta última aproximación es la más importante y es una buena suposición si el trazador está formado de estrellas viejas en una galaxia de tipo morfológico SB0. En el caso de galaxias espirales se tienen que utilizar trazadores gaseosos como HI, H $\alpha$  y CO. Sin embargo utilizando los trazadores gaseosos la ecuación de continuidad tiene validez dependiente de la escala de tiempo en que sobrevive el trazador como tal (es decir no se transforma en estrellas o gas ionizado o molecular como en el caso del HI o no se recombina como es el caso del H $\alpha$ ). La aplicación de MTW a la fase gaseosa es complicada también porque la relación entre la emisión y la superficie de brillo no es lineal. Siguiendo la derivación de la expresión de la  $\Omega_p$  hecha por Tremaine y Weinberg (Tremaine & Weinberg 1984) denotamos la superficie de brillo de algún trazador (estrellas o gas) con  $\Sigma(x, y, t)$  a un cierto tiempo  $t$  y introduciendo coordenadas polares  $x = r \cos \phi$  y  $y = r \sin \phi$  tenemos:

$$\Sigma(x, y, t) = \tilde{\Sigma}(r, \phi - \Omega_p t) \quad (1.8)$$

Considerando válida la ecuación de continuidad tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\Sigma(x, y, t) v_x(x, y, t)] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} [\Sigma(x, y, t) v_y(x, y, t)] = 0 \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde  $(v_x, v_y)$  es la velocidad promedio del trazador en el punto  $(x, y, t)$  medida con respecto al sistema de reposo del disco. Utilizando la ecuación (1.8) podemos escribir:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\Omega_p \frac{\partial \tilde{\Sigma}}{\partial \phi} = \Omega_p \left( y \frac{\partial \Sigma}{\partial x} - x \frac{\partial \Sigma}{\partial y} \right) \quad (1.10)$$

Si se sustituye este resultado en la ecuación (1.9) e integrando arriba de  $x$  se encuentra:

$$\begin{aligned} \Omega_p y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \Sigma}{\partial x} dx - \Omega_p \int_{-\infty}^{\infty} x \frac{\partial \Sigma}{\partial y} dx \\ + \Omega_p \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial (\Sigma v_x)}{\partial x} dx + \Omega_p \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial (\Sigma v_y)}{\partial y} dx = 0 \end{aligned} \quad (1.11)$$

El primero y el tercer término van a cero porque  $\Sigma(x, y, t) \rightarrow 0$  cuando  $|x| \rightarrow \infty$ . Integrando con respecto a  $y$  desde  $y$  hasta  $\infty$ , se obtiene:

$$\Omega_p \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(x, y, t) x dx = \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(x, y, t) v_y(x, y, t) dx \quad (1.12)$$

donde la constante de integración es cero porque  $\Sigma(x, y, t) \rightarrow 0$  cuando  $|y| \rightarrow \infty$ . Suprimiendo la dependencia explícita de  $\Sigma$  y  $v$  del tiempo y expresamos la ecuación (1.12) en términos de las coordenadas en el plano del cielo  $(X, Y) = (x, y \cos i)$  y la velocidad radial  $V_{\parallel} = v_y \sin i$  se obtiene:

$$\Omega_p \sin i \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(X, Y) X dX = \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(X, Y) V_{\parallel}(X, Y) dX \quad (1.13)$$

Por último se multiplican ambos lados de la ecuación (1.13) por una función de peso arbitraria y se integra arriba de la  $Y$  para obtener:

$$\Omega_p \sin i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(X, Y) V_{\parallel}(X, Y) dX}{\int_{-\infty}^{\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(X, Y) X dX} \quad (1.14)$$



La ecuación (1.14) permite determinar la  $\Omega_p$  en términos de cantidades observables, tal como la inclinación, la distribución de brillo superficial y el campo de velocidad de una galaxia espiral. Algunos autores aplicaron el MTW a la componente estelar de galaxias SB0. Kent (1987) derivó la velocidad del patrón de la barra para la galaxia SB0 NGC 936, midiendo los perfiles de velocidad radial a lo largo de 4 rendijas paralelas al eje mayor de esta galaxia obteniendo un valor de  $\Omega_p = 104 \pm 37 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Merrifield & Kuijken (1995) repitieron la medición utilizando espectro de rendija larga tomados paralelos al eje mayor de la galaxia y refinaron el resultado precedente obteniendo  $\Omega_p = 60 \pm 14 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Las mediciones de Merrifield & Kuijken (1995) ubicaron el radio de corotación justo un poco más allá de uno de los extremos de la barra en acuerdo con cálculos teóricos (Petrou & Papayannopoulos 1986). Otros autores que utilizaron cinemática de rendija larga son Debattista et al. (2002) y Gerssen et al. (2003). Zimmer et al. (2004) y Rand & Wallin (2004) argumentaron que en galaxias donde las componentes gaseosas predominantes en el medio interestelar son HI y  $H_2$  el proceso de conversión del gas en otras fases gaseosas puede no tomarse en cuenta y puede aplicarse el MTW. Estos últimos autores utilizaron como trazadores el gas molecular CO y el gas neutro HI y determinaron la velocidad del patrón para varias galaxias, tal como NGC 1068, NGC 3627, NGC 4321, NGC 4414, NGC 4736, y NGC 4826. La ecuación (1.14) se puede escribir de la forma:

$$\Omega_p \sin i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(x, y, t) V_y(x, y, t) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \Sigma(x, y, t) x(y, t) dx} = \frac{\langle V_{LOS, Y} \rangle}{\langle X_Y \rangle} \quad (1.15)$$

donde  $\langle V_{LOS, Y} \rangle$  representa la velocidad promedio pesada por intensidad a lo largo de eje  $X$ , calculada en la coordenada  $Y$ , y la cantidad  $\langle X_Y \rangle$  es la posición promedio pesada por intensidad a lo largo de una franja paralela al eje  $X$ , calculada en la coordenada  $Y$  como se muestra de forma esquemática en la figura (1.12).

En el caso del gas ionizado, la situación es diferente porque este gas no es tan abundante en el medio interestelar, la ecuación de continuidad no se satisface en un periodo orbital y la luminosidad en  $H\alpha$  y HI no se supone que pueda trazar la masa. Las regiones HII son regiones brillantes ionizadas que rodean estrellas masivas y de alta temperatura (10000-20000 K) de tipo espectral O y B. Las estrellas de tipo espectral OB están en la secuencia principal hasta  $10^6$  años y la vida de las regiones HII es similar. Una región HII, asociada a su estrella de tipo espectral OB no sobrevive a una típica rotación galáctica ( $\sim 10^8$  años). Por otro lado, si suponemos que la ecuación de continuidad sea valida para tiempos menores de un periodo orbital y despreciamos la cinemática interna de las regiones HII, entonces podemos aplicar el método de TW a la fase de gas ionizado. Además la cantidad  $\langle V_{LOS, Y} \rangle$  determinada utilizando el hidrógeno ionizado es un buen trazador del pozo de potencial de la galaxia considerada para la determinación de la velocidad del patrón espiral o de la barra. Hernandez et al. (2005) utilizó el MTW para determinar la velocidad del patrón de la barra de la galaxia M100 empleando como trazador el hidrógeno ionizado. Fathi

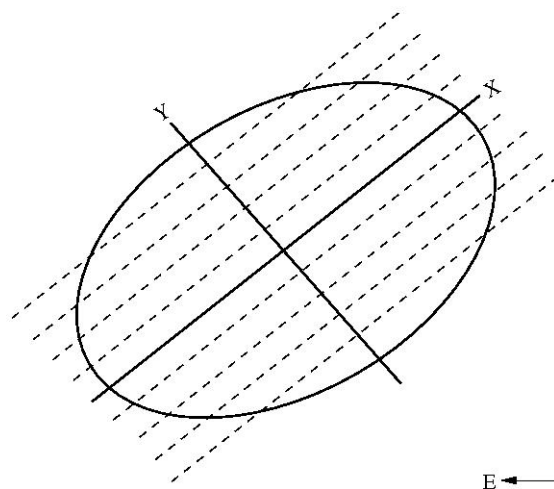


Figura 1.12 Representación esquemática de la aplicación de MTW a un disco de una galaxia espiral.

et al. (2007) determinaron la velocidad del patrón de la barra para la galaxia NGC 6946 utilizando  $H\alpha$  y detectó la existencia de una barra nuclear, que se formó adentro de la resonancia interna de Lindblad relativa a la primera barra. Nosotros Gabbasov et al. (2009) determinamos la velocidad del patrón de la barra para la galaxia NGC 3367 utilizando datos bidimensionales de hidrógeno ionizado y encontramos un valor de  $\Omega_p = 43 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  y este resultado es muy parecido a lo que se encontró en una simulación numérica de una galaxia de disco de masa parecida a NGC 3367 ( $\Omega_p \sim 41 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ) hecha por los mismos autores. Los mismos autores recavaron el valor de la velocidad del patrón de la barra de un estudio de resonancias a partir de la curva de rotación de NGC 3367 y obtuvieron un resultado similar  $\Omega_p \sim 45 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . En este trabajo se hace por primera vez un análisis detallado de cómo influye la mala determinación de los parámetros de la curva de rotación en particular del ángulo de posición en la variación de la velocidad del patrón de la barra. Este análisis es importante para establecer que se necesita tener datos bidimensionales y no de rendija larga donde se puede tener una mala determinación del ángulo de posición. Además se varió la densidad de brillo superficial para medir el cambio de la  $\Omega_p$ . La determinación del patrón de la barra de NGC 3367 está tratada en detalle en el capítulo 5. En la siguiente sección hablaremos de forma muy concisa de un método alternativo para la determinación de la  $\Omega_p$ .

### 1.3.4. Determinación de la velocidad del patrón utilizando el método de Canzian.

Canzian (1993) descubrió un método para ubicar la resonancia de corotación en galaxias espirales, una vez que se disponga de la información cinemática necesaria i.e. un campo de velocidad

residual. El campo de velocidad residual es dado de la diferencia entre el campo de velocidad observado y el campo de velocidad teórico. Este último se puede obtener una vez que se conozca la curva de rotación de la galaxia considerada, utilizando la relación:

$$V_{obs}(R) = V_{Sys} + V_{Rot}(R) \cos \theta \sin i + V_{Exp}(R) \sin \theta \sin i \quad (1.16)$$

donde  $V_{Sys}$  es la velocidad sistémica,  $V_{Rot}(R)$  es dado por la curva de rotación y  $V_{Exp}(R)$  tiene en cuenta posibles peculiaridades que hagan que el campo de velocidad se aleje de la forma clásica de diagrama de araña. En la figura (1.13) se muestra el diagrama de araña, que corresponde a un campo de velocidad sin alguna perturbación interna al disco o provocada por una interacción con otra galaxia o generada por la presencia de brazos espirales o una barra estelar.

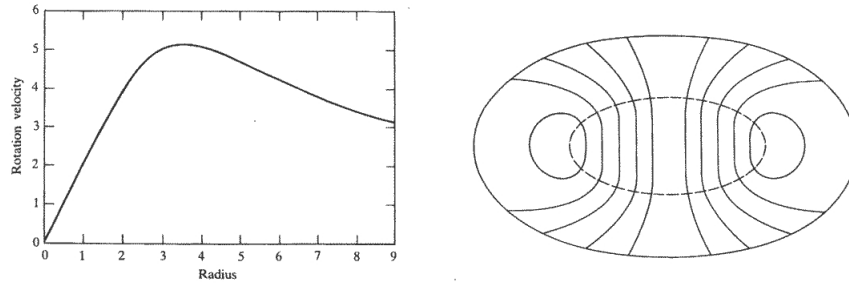


Figura 1.13 Diagrama de araña para una galaxia que no presente algún tipo de movimiento no circular y relativa curva de rotación.

En la relación (1.16) las cantidades  $\cos \theta$  y  $\sin \theta$  están conectadas con los parámetros de la curva de rotación, tal como, ángulo de posición (PA), centro cinemático  $(x_c, y_c)$  y inclinación  $i$  según las relaciones:

$$\cos \theta = \frac{-(x - x_c) \sin(PA) + (y - y_c) \cos(PA)}{r} \quad (1.17)$$

$$\sin \theta = \frac{-(x - x_c) \cos(PA) - (y - y_c) \sin(PA)}{r \cos i} \quad (1.18)$$

Canzian (1993) notó que el aspecto global de un campo de velocidad residual es distinto adentro y afuera de la región de corotación. Adentro de la zona de corotación el campo residual muestra una única característica espiral (un único par de brazos espirales). Afuera de la zona de corotación, existen tres características espirales (tres pares de brazos espirales). La región de corotación se ubica donde se produce este cambio morfológico. Este método tiene aplicación general independiente de la forma funcional de la perturbación de velocidad que genera los brazos espirales, si y solo si,

la estructura espiral está basada en teorías de ondas. En la figura (1.14) se muestra un campo de velocidad modelado residual, para ilustrar el método propuesto por Canzian.

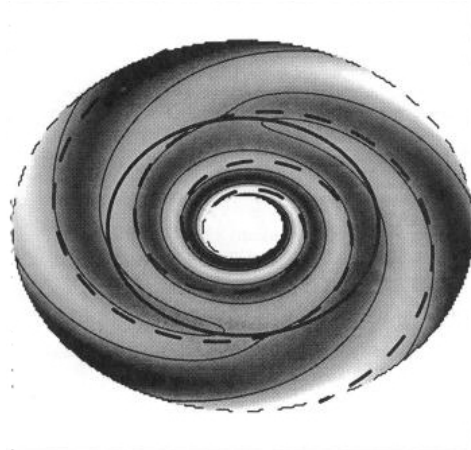


Figura 1.14 Campo de velocidad modelado debido solamente a una onda de densidad espiral. En este caso ha sido removida la componente axisimétrica (Canzian 1993).

Una aplicación de este método fue hecha por el mismo Canzian que determinó la resonancia de corotación de la galaxia espiral NGC 4321 (Canzian 1993). El campo de velocidad de esta galaxia se obtuvo con observaciones en  $H\alpha$  utilizando el interferómetro Fabry-Perot TAURUS en el telescopio William Herschel y ubicando la resonancia de corotación entre 101-128 arcsec en radio. Esta determinación está en acuerdo con determinaciones anteriores hechas por otros autores y con otros métodos que ubicaron la resonancia de corotación en M100 a 118 arcsec en radio (Elmegreen et al. 1989). La determinación de la velocidad del patrón de la barra para esta galaxia de Hernandez et al. (2005) da un valor de  $\Omega_p = 30 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , utilizando el MTW y otra determinación hecha por Sempere et al. (1995) utilizando el método de Canzian da un valor de  $\Omega_p \approx 25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , en este caso los autores no dan barras de error, así que la única cosa que se puede decir es que los dos métodos dan resultados diferentes, pero ambos son rigurosos en la determinación de la  $\Omega_p$  en galaxias barradas.

#### 1.4. Interacciones de galaxias.

En esta sección vamos a hablar de las interacciones de galaxias, empezando con una breve introducción histórica y hablando de las interacciones en cúmulos, en asociaciones, en grupos compactos y en pares aislados. En particular nos enfocamos en pares aislados de galaxias en interacción y vamos a tratar el tema desde un punto de vista observacional y teórico. Vamos también a destacar la importancia de estudios cinemáticos y dinámicos de pares aislados de galaxias en interacción. Los pares aislados en interacción que nos interesan más son pares de tipo M51.

### 1.4.1. Antecedentes históricos.

El primero en observar interacciones de galaxias fue Pease (1920) durante un muestreo de galaxias con el telescopio de Mount Wilson de 1.5 m. Este autor publicó algunas fotografías de sistemas binarios, múltiples y distorsionados. Observaciones detalladas de esos objetos fueron hechas por Zwicky (1956), quien hizo un muestreo sistemático y espectroscópico de galaxias que presentaban una compañera (Zwicky & Humason 1959). Las primeras observaciones de mitad siglo culminaron respectivamente en los catálogos de galaxias interactuantes de Vorontsov-Velyaminov (1959) y peculiares Arp (1966). Desde el punto de vista teórico, Holmberg (1941) fue el primero en simular la interacción gravitacional entre galaxias construyendo una computadora analógica. Este autor representó un elemento de masa con un foco, asumió que las galaxias tenían una forma achatada, y cada galaxia estaba formada por 37 bombillas, este Holmberg (1941) encontró que durante el pasaje las dos galaxias involucradas, experimentaban una deformación que llegaba a su máximo después del pasaje y también se formaban brazos espirales. La dirección de los brazos dependía de la dirección de rotación de las galaxias involucrada con respecto a la dirección de movimiento de cada galaxia en el espacio. Veinte años después Pfeleiderer & Siedentopf (1961) repitieron el experimento de Holmberg con una computadora digital encontrando resultados similares y Alladin (1965) demostró que las interacciones entre galaxias alteran la energía interna de cada galaxia involucrada en el proceso de interacción. En los años 70 surgieron una serie de artículos que proponían modelos de interacciones de galaxias, tal como los trabajos de Yabushita (1971); Wright (1972); Toomre & Toomre (1972); Eneev et al. (1973) y otros. De estos trabajos, el más citado es lo de Toomre & Toomre (1972) (TT); su éxito se debe entre varios factores al hecho que TT presentan modelos genéricos de galaxias interactuantes, y también modelos detallados de pares de galaxias específicos, que incluyen M 51, y NGC 4038/39 como se muestra en las figuras (1.15 y 1.16). El buen acuerdo entre los modelos y sus homólogos observados convenció a los astrónomos que las fuerzas de mareas eran efectivamente responsables de la mayoría de las características observadas tal como puentes y colas. Por último, pero no menos importante, TT destacó que la fricción dinámica y decaimiento orbital son importantes consecuencias de los choques entre galaxias, y también que la fusión entre galaxias de disco podría formar protogalaxias elípticas. Desde el trabajo de TT hacia nuestros días las simulaciones de galaxias interactuantes han progresado del punto de vista computacional, incluyendo más partículas y aumentando la velocidad de cálculo e incluyendo no solo la física de la gravitación Newtoniana, sino otros procesos de transporte radiativo y evolución química, con el fin de tener una representación más detallada de los procesos físicos involucrados en las interacciones entre galaxias. Desde un punto de vista observacional, se utilizan varias técnicas para obtener observaciones en todo el espectro electromagnético, desde el submilimétrico hacia los rayos X, pasando por el óptico y el infrarrojo, con el fin de obtener un cuadro observacional más claro y completo de las interacciones entre galaxias.

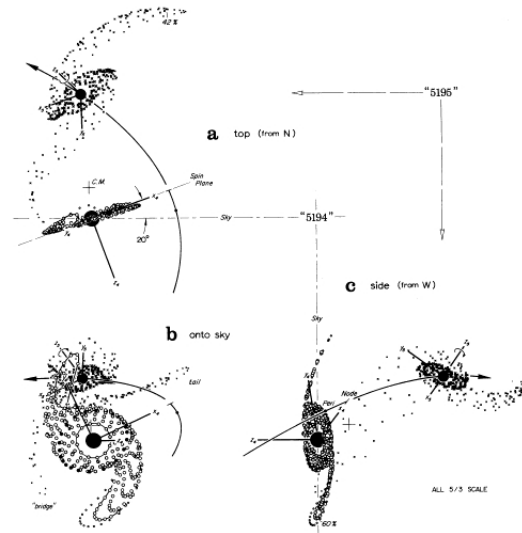


Figura 1.15 Modelo del encuentro entre NGC 5194 y NGC 5195. La órbita de NGC 5195 es elíptica con eccentricidad  $e = 0.8$  y la masa del satélite es un tercio de la masa de NGC 5194 (Toomre & Toomre 1972).

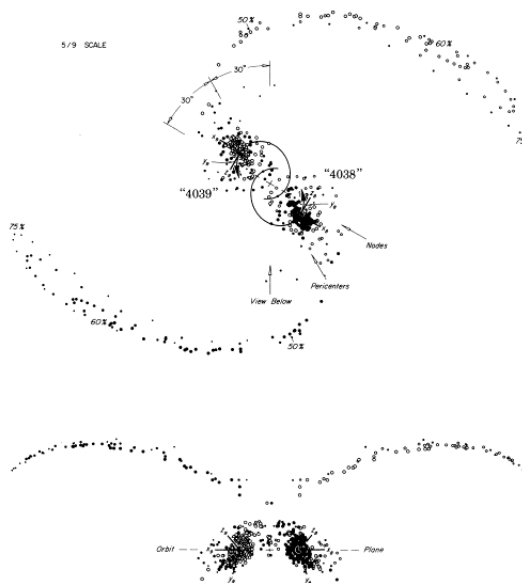


Figura 1.16 Modelo del encuentro entre NGC 4038 y NGC 4039. El modelo considera dos discos de la misma masa y una órbita con eccentricidad  $e = 0.5$  La inclinación son como de  $60^\circ$  (Toomre & Toomre 1972).

### 1.4.2. Interacciones en cúmulos de galaxias.

El numero de interacciones de las galaxias en cúmulos puede escribirse con una relación del tipo  $N \approx n\sigma vt$ , donde  $n$  es la densidad numérica de galaxias en el cúmulo,  $\sigma$  representa la sección transversa de interacción,  $v$  es la velocidad del encuentro y  $t$  es la edad del cúmulo de galaxias. Si se define  $\sigma = \pi r_p^2$ , donde  $r_p$  es el parámetro de impacto,  $v = \sqrt{2}\sigma_v$ , entonces para el cúmulo de Coma tenemos  $N \approx 4 \left( \frac{n}{250 Mpc^{-3}} \right) \left( \frac{r_p}{20 kpc} \right)^2 \left( \frac{\sigma_v}{100 km s^{-1}} \right) \left( \frac{t}{10 Gyr} \right)$  y también si este cálculo es muy crudo, muestra que puede esperarse que a lo largo de su vida en el cúmulo, una galaxia típica podría experimentar varias interacciones con otros miembros del cúmulo. Esta relación nos dice que las interacciones en cúmulos de galaxias son algo común, pero también son un fenómeno muy rápido, por el hecho que la velocidad del encuentro es más elevada que la velocidad circular típica de las galaxias en el cúmulo. A este punto se tiene que introducir el concepto de fricción dinámica, que es relevante hablando de interacciones en cúmulos de galaxias. Se considera un cuerpo de masa  $M$  que se mueve a través de una población de partículas de masas individuales  $m_a \ll M$ . El cuerpo de masa  $M$  puede ser una galaxia que se mueve en un medio hecho por otras galaxias, o un sistema estelar que se mueve adentro de un medio compuesto por otras estrellas de campo, y se asume que que el cuerpo de masa  $M$  sea puntiforme. El efecto dominante de los encuentros es ejercer fricción dinámica, que desacelera la masa puntiforme  $M$  a una tasa dada de la relación:

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = -16\pi^2 G^2 M m_a \ln \Lambda \left[ \int_0^{v_M} dv_a v_a^2 f(v_a) \right] \frac{\mathbf{v}_M}{v_M^3} \quad (1.19)$$

donde  $v_M$  es la velocidad del cuerpo puntiforme de masa  $M$ , y  $v_a$  es la velocidad de los cuerpos en el campo de masa  $m_a$ , y solamente cuerpos en el medio más lentos que el cuerpo puntiforme de masa  $M$  contribuyen a la fricción. En la relación (1.19) se supone que los cuerpos del medio tengan una distribución de velocidad isotrópica. En el caso que el cuerpo de masa  $M$  sea puntiforme entonces tenemos que  $\Lambda \approx \frac{b_{max}}{b_{90}}$ , donde  $b_{90}$  es el radio de desviación a  $90^\circ$  y  $b_{max}$  es el parámetro de impacto máximo, es decir la máxima distancia a la que el cuerpo puntiforme de masa  $M$  no experimenta alguna influencia por parte de los cuerpos de masa  $m_a$  que constituyen el medio a través del cuál se mueve. La relación (1.19) se dice la formula de fricción dinámica de Chandrasekhar (1943). Así la fuerza de fricción varía como  $v_M^{-2}$  en contraposición al movimiento de los cuerpos sólidos a través de los fluidos, donde la fuerza de arrastre crece al crecer de la velocidad. Se tiene que decir que la relación (1.19) no tiene en cuenta el autogravedad del medio en el cuál se mueve el cuerpo de masa  $M$ , es decir no considera el atracción de los cuerpos que componen el medio entre ellos mismos, y esta relación se obtuvo en la aproximación que los cuerpos constituyentes del medio se muevan en órbitas hiperbólicas, en general las órbitas en el campo de gravedad combinado de  $M$  y del medio en el cuál esta masa se mueve pueden ser más complicadas. Sin embargo simulaciones de N-cuerpos y cálculos de respuesta lineal muestran que la formula de Chandrasekhar proporciona una descripción extraordinariamente exacta de la fuerza de arrastre experimentada de

un cuerpo que se mueve en un sistema estelar (Weinberg 1989; Fujii et al. 2006). Regresando a hablar de encuentros en cúmulos la fricción dinámica varían cómo  $v^{-2}$ , como se vió arriba, y también la energía de entrada (Binney & Tremaine 1987), así que un encuentro muy rápido provoca menos daño y es mucho menos probable que ocasione una fusión con respecto a los encuentros lentos que experimentan las galaxias en el campo. Sin embargo, encuentros lentos y fusiones de galaxias son muy poco comunes en cúmulos masivos (Ostriker 1980), y la parte más grande de la evolución de las poblaciones de galaxias en el cúmulo está determinada por efectos del campo de fuerzas de marea debidas a todas las galaxias del cúmulo (Byrd & Valtonen 1990; Henriksen & Byrd 1996). Un gran número de procesos puede determinar la evolución de las galaxias en los cúmulos, incluyendo el efecto de destrucción de marea debida a la presión ejercida por el medio interestelar (Gunn & Gott 1972). Sin embargo abandonar las colisiones individuales como mecanismo de evolución del cúmulo no es correcto. Varios trabajos que estudiaron la evolución dinámica de los cúmulos de galaxias enfatizaron la importancia de los encuentros rápidos. Moore et al. (1996) mostraron que encuentros rápidos y repetidos, acoplados con el efecto del campo de marea de todo el cúmulo, pueden ocasionar una reacción muy fuerte de todas las galaxias del cúmulo. La variación de energía durante un encuentro de este tipo es  $\Delta E/E \sim r_p^{-2}$ , de la forma que encuentros entre galaxias más lejanas transmiten menos energía. De estas consideraciones se puede decir que encuentros rápidos entre las galaxias de un cúmulo podrían determinar una fuerte evolución del mismo cúmulo.

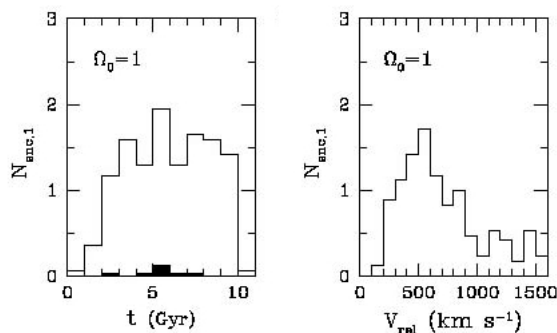


Figura 1.17 Números de encuentros cercanos por galaxia y por Gyr en un cúmulo simulado con  $\log(M/M_{\odot})=14.6$ , Distribución de las velocidades de los encuentros entre galaxias en los cúmulos simulados (Gnedin 2003).

No obstante los efectos de las colisiones rápidas han sido demostrados, se está enfocando la atención en encuentros lentos y fusiones en cúmulos. Desde un punto de vista observacional existen muchos ejemplos de acreción de grupos y encuentros lentos, y también las simulaciones numéricas están empezando a revelar este camino evolutivo de las galaxias en cúmulos. Gnedin (2003) estudió las tasas de interacción y fusión en cúmulos en un contexto cosmológico y descubrió que la tasa de encuentros en cúmulos permanece constante en el tiempo, mientras que el cúmulo acreta material muy lentamente (ver la figura 1.17). La distribución en velocidades en



estos encuentros muestra que la mayoría de los encuentros ocurre a velocidades relativamente bajas ( $v_{rel} < 500 \text{ km s}^{-1}$ ) (ver la figura 1.17). Lo que queda claro de los estudios observacionales y computacionales es que los encuentros lentos y las fusiones de galaxias pueden ser importantes a lo largo de la vida de un cúmulo, en las primeras etapas cuando un cúmulo se está formando por colapso y en las etapas más avanzadas cuando el cúmulo en las afueras acreta grupos del campo.

### 1.4.3. Interacciones en grupos compactos.

Se define como grupo compacto de galaxias un sistema pequeño de varias galaxias en una configuración compacta en el cielo. El primer ejemplo de grupo compacto fue descubierto de Stephan (1877) que observó lo que hoy se llama el Quinteto de Stephan con un refractor de 40 cm en el observatorio de Marsella. El Quinteto de Stephan es un pequeño grupo de 5 galaxias, tres de estas galaxias muestran una fuerte distorsión de marea debida a interacción gravitacional. Un segundo ejemplo importante de grupos compactos fue descubierto por Seyfert (1948) y hoy se llama el Sexteto de Seyfert, y es uno de los grupo más densos de galaxias que se conocen y tiene una separación entre cada galaxia de  $6.8h^{-1} \text{ kpc}$  (con  $H_0=100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ).

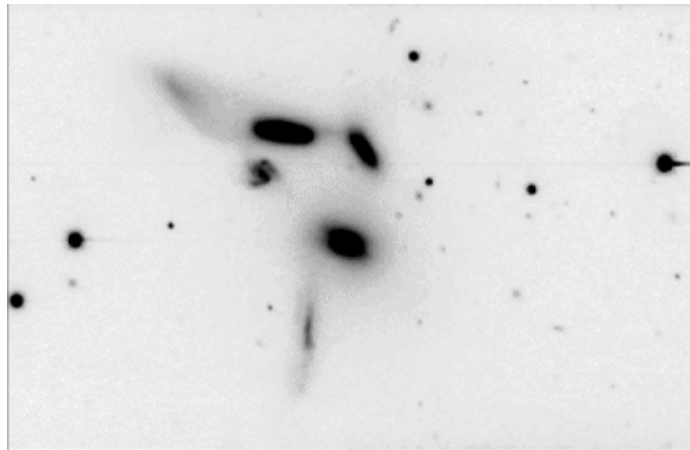


Figura 1.18 El sexteto de Seyfert es uno de los grupos compactos más densos conocidos. La pequeña galaxia espiral que se ve de cara tiene un corrimiento al rojo cuatro veces más grande que el corrimiento al rojo de las demás galaxias del grupo (Hickson 1997).

La distribución espacial y el entorno de los grupos compactos proporcionan información importante acerca de su naturaleza. La mediana del corrimiento al rojo de los grupos compactos pertenecientes al catálogo de Hickson (Hickson 1982) es de  $z = 0.030$ , y esto ubica la mayoría de ellos a una distancia mucho más allá del cúmulo de Virgo (Hickson et al. 1992). La medición de las velocidades de 462 galaxias del catálogo de grupos compactos de Hickson proporcionó una relación entre la distribución de velocidad de las galaxias del grupo y la mediana de cada grupo, que se muestra en la figura (1.19)

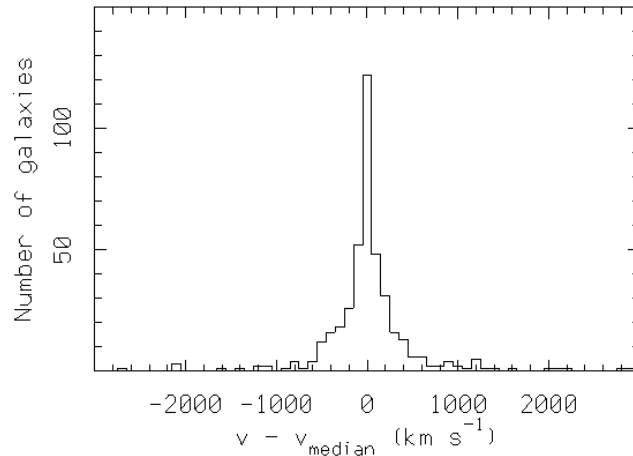


Figura 1.19 Distribución de galaxias en grupos compactos. Se muestra la distribución de la diferencia entre las velocidades radiales observadas de las galaxias que pertenecen al catálogo de Hickson y la mediana de las velocidades radiales de las mismas galaxias (Hickson 1997).

Uno de los problemas todavía no resuelto en el caso de grupos compactos es el de los corrimientos al rojo discordantes de galaxias que aparecen en proyección como pertenecer al grupo teniendo velocidades radiales muy diferentes de los demás miembros del grupo que se considera, sin embargo parece que no se requiere una nueva interpretación del corrimiento al rojo de las galaxias en general. Algunos casos muy conocidos son el quinteto de stephan, y otros dos aparentes pares de galaxias como NGC 4319/MKN 205 y NGC 7603. En estos tres casos una de las galaxias componentes tiene un corrimiento al rojo muy diferente con respecto a las otras, pero no hay hasta el momento evidencias contundentes de que realmente estas galaxias pertenezcan a el grupo o a los pares mencionados. Algunos autores a partir de casos observados similares postularon la existencia de un corrimiento al rojo no cosmológico, en este caso las galaxias se formarían por eyección de galaxias activas más viejas (Ambartsumian 1958) y esta teoría se contrapone a el escenario estandar según el cual las galaxias se generan de fluctuaciones del campo de densidad inicial. Otros autores desarrollaron teorías alternativas al corrimiento al rojo cosmológico (Narlikar 1989), pero hasta el momento la comunidad científica está escéptica cuando considera esta visión alternativa. Las galaxias con corrimientos al rojo discordantes muestran propiedades físicas consistentes con una distancia cosmológica, por ejemplo aquellas con corrimientos al rojo más alto son más pequeñas y más débiles que otros miembros del grupo (Mendes de Oliveira 1995). El tema de los grupos compactos está todavía lleno de cuestiones no resueltas, tal como cuál es el producto final de la evolución de los grupos compactos?Cuál es su papel en la evolución de las galaxias?Cuál es la posición de los grupos compactos en la jerarquía de agrupación de las galaxias? Estos son solamente algunos de los problemas que permanecen abiertos acerca de los grupos compactos.

#### 1.4.4. Interacciones en pares aislados de galaxias.

Antes de hablar de las interacciones entre pares aislados de galaxias tenemos que definir los criterios de aislamiento según Karachentsev (1972). El significado físico de este criterio es que un par de galaxias debería estar formado por galaxias tan cercanas entre ellas que la energía de interacción entre ellas y cualquier otras galaxias cercanas tendría que ser más pequeña que la energía potencial de interacción entre las dos galaxias del par, y este hecho se refleja en este criterio que considera las separaciones angulares y los diámetros angulares como parámetros de aislamiento, dado que la energía potencial gravitacional depende de la distancia entre las dos galaxias del par y de la distancia de cada una de estas galaxias y cualquier otra galaxia cercana. El criterio de Karachentsev (1972), no toma en cuenta la dispersión (o separación) de velocidades entre los pares que forman el catálogo de pares aislados en interacción en el hemisferio norte. Según este criterio dos galaxias con magnitudes aparentes  $m_1, m_2 \leq 15.7$ , con diámetros angulares  $a_1$  y  $a_2$ , y separación angular  $X$  están aisladas con respecto a galaxias vecinas (en proyección), cuando se cumplen las condiciones:

$$\begin{aligned} X_{1i}/X_{12} &\geq \chi a_i/a_1, \\ X_{2i}/X_{12} &\geq \chi a_i/a_2, \end{aligned} \tag{1.20}$$

donde  $i$  denota cada galaxia cercana de tamaño considerable, y con diámetro angular  $a_i$  adentro del intervalo:

$$\begin{aligned} \xi a_1 &\leq a_i \leq \lambda a_1, \\ \xi a_2 &\leq a_i \leq \lambda a_2, \end{aligned} \tag{1.21}$$

Para el criterio básico, se adoptan los siguientes valores de los coeficientes adimensionales  $\chi = 5$ ,  $\xi = 1/2$  y  $\lambda = 4$ . Además del criterio básico que se denota con (--) existen otros tres criterios más fuertes, con los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned} \chi = 10, \quad \xi = 1/2, \quad \lambda = 4 \quad & (+-), \\ \chi = 5, \quad \xi = 1/4, \quad \lambda = 4 \quad & (-+), \\ \chi = 10, \quad \xi = 1/4, \quad \lambda = 4 \quad & (+-), \end{aligned} \tag{1.22}$$

Estos otros tres criterios son necesarios para producir muestras más pequeñas de galaxias dobles con números menores de sistemas ópticos que pur no perteneciendo al par de galaxias

considerado se ven proyectados como si pertenecieran al mismo par. En la figura 1.20 se representan de forma esquemática los cuatro criterios de los que se habló arriba.

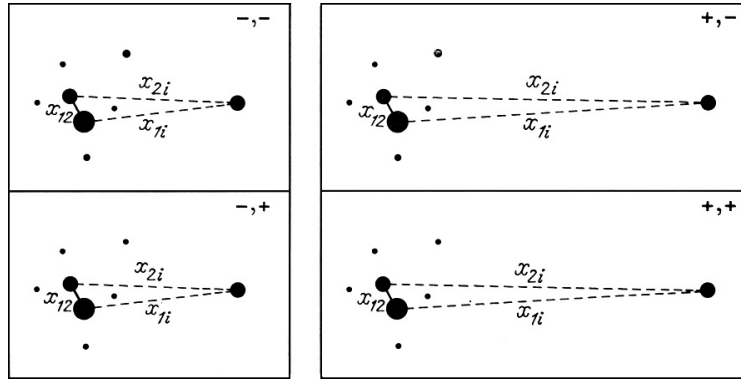


Figura 1.20 Ilustración esquemática de los cuatro criterios que tiene que satisfacer los pares de galaxias del catálogo de Karachentsev (Karachentsev 1972).

En esta subsección nos concentraremos en las propiedades estructurales, tipo de interacciones, propiedades de emisión, movimiento orbital y las masas, de los pares de galaxias aislados del catálogo de Karachentsev. Los tipos morfológicos de las galaxias que constituyen los pares de galaxias en el catálogo de Karachentsev son los tipos de Hubble, tal como E, S0, Sa, Sb, Sc, Sm (Hubble 1926). Los objetos de tipo temprano, E y S0 se concentran en las regiones centrales de cúmulos con muchas galaxias, mientras galaxias espirales e irregulares se encuentran a las afueras de los cúmulos (Dressler 1980).

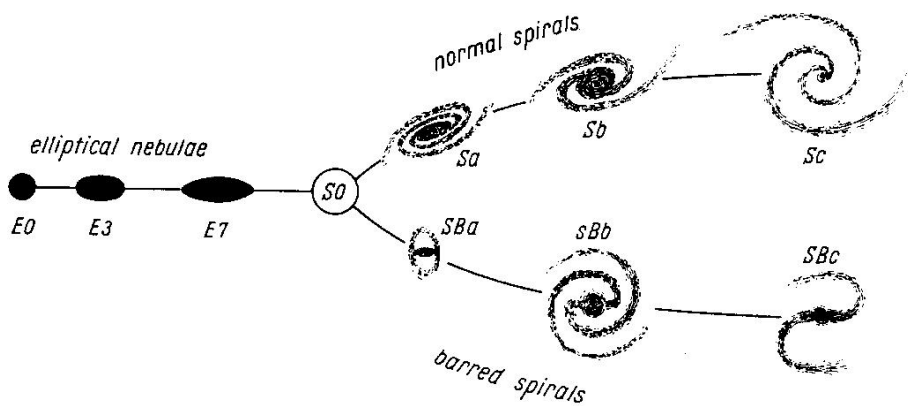


Figura 1.21 Clasificación morfológica de Hubble (Hubble 1926).

Los tipos tardíos Sb, Sc, Sm se encuentran con menos frecuencia entre los pares de galaxias que en sistemas aislados. Este hecho deriva de las estadísticas de los cocientes axiales de galaxias espirales de los catálogos de (Karachentsev & Karachentseva 1974) y de datos en la banda de radio acerca del contenido de hidrógeno neutro de galaxias aisladas (Balkowski & Chamaraux 1981). La segregación del tipo morfológico está presente entre sistemas dobles como función de la

separación. Pares con una separación entre galaxias muy grande  $X > 50$  kpc contienen un número pequeño de elípticas y lenticulares (Karachentsev 1972), que se acerca a los valores encontrados para sistemas aislados, y galaxias irregulares son prácticamente ausentes en estos pares con gran separación entre las componentes. En los pares con separación pequeña  $X < 50$  kpc entre las componentes la segregación de los tipos morfológicos es inversa a aquella presente en sistemas con separación más grande entre las componentes, es decir que se encuentran más elípticas, lenticulares y irregulares que en sistemas con gran separación entre las galaxias (Karachentsev 1972). Estas diferentes propiedades se deben a las diferencias en las condiciones de formación entre pares de grandes y pequeña separación. La distribución de galaxias de tipo temprano y tardío entre las varias clases de interacción es muy azarosa. Las galaxias elípticas se encuentran raras veces entre sistemas con puentes y colas. En pares con componentes amorfas las galaxias elípticas representan el 91 % de las galaxias involucradas en las interacciones (Karachentsev 1972). Los sistemas con estructuras de cascarones asimétricos contienen un porcentaje más alto de espirales con respecto a las interacciones entre estructuras amorfas. El tipo de interacción en los pares de galaxias depende muy poco de la luminosidad de las componentes, dado que se encuentran galaxias normales y enanas en cada tipo de interacción (Karachentsev 1972). El promedio del cociente entre la masa orbital y la luminosidad en galaxias dobles depende del tipo de interacción. Los espectros de 370 pares de galaxias del catalogo de (Karachentsev 1972) tomados por (Tifft 1982) muestran la presencia de gas, la tasa de formación estelar y la presencia de actividad nuclear. Keel et al. (1985) estudió 81 galaxias en pares en interacción y de este estudio se presentan los resultados en la figura (1.22). Las letras en el eje de abscisas corresponden a A-2.5Å, W-10Å, M-40Å y S-160Å y en ordenadas tenemos el logaritmo del ancho equivalente  $W_\lambda$ . Como se puede ver de la figura (1.22) el ancho equivalente aumenta pasando de A a S, y esto muestra la existencia de una correlación entre el ancho equivalente y los tipos espectrales de las estrellas observadas en cada componente de los pares observados. Esta correlación nos da la tasa de las colisiones entre las nubes de gas en los discos de galaxias interactuantes, que pueden perder momento angular y generar transporte de gas hacia el núcleo de las componentes de los pares estudiados. Todavía no está claro si este transporte de gas hacia el núcleo pueda generar brotes de formación estelar (Machacek et al. 2009).

Las mismas conclusiones valen también para la actividad nuclear en el centro de las galaxias involucradas en las interacciones. La perturbación gravitacional en muchas galaxias dobles induce no solamente un exceso ultravioleta, sino también un aumento en la emisión en el infrarrojo. En la banda de radio también se ha notado un aumento de la emisión en el intervalo desde 6 a 11 cm. El número en exceso de objetos con fuerte emisión en la banda de radio fue confirmado por Condon (1980), que obtuvo detalladas mapas en la banda de radio por muchos sistemas dobles con una alta resolución angular ( $\approx 1$  kpc). La comparación de estas mapas con datos ópticos muestra que las regiones que presentan una fuerte emisión en la banda de radio están asociadas a zonas con estrellas muy masivas. Todos estos resultados son todavía objeto de estudio y aún no existen resultados definitivos.

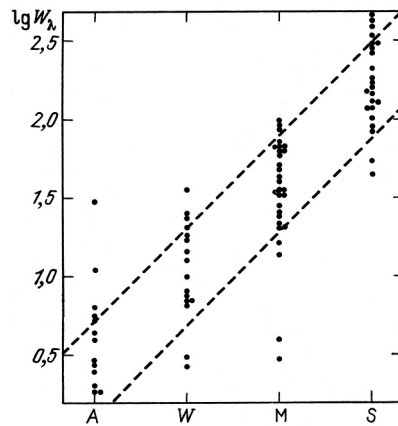


Figura 1.22 Distribución del ancho equivalente en función de la emisión en el rojo. (Keel et al. 1985).

En lo que sigue vamos a hablar de la determinación de la masa orbital en pares de galaxias interactuantes. Suponiendo que las dos componentes del par se mueven en órbitas circulares con una velocidad dada  $V_{12}$  y separación espacial  $r$ . La suma de las masas de las componentes se puede determinar a partir de la segunda ley de Kepler, según la relación:

$$M_1 + M_2 = G^{-1} r V_{12}^2 \quad (1.23)$$

donde  $G^{-1}$  es la constante de gravitación,  $V_{12}$  representa la velocidad relativa de las dos galaxias consideradas y la diferencia de la velocidad proyectada a lo largo de la línea de visión  $y = V_{12} \sin i \cos \Omega$  y la separación proyectada en el plano del cielo  $X = r(1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega)^{1/2}$ , donde  $i$  es el ángulo entre el plano de la órbita y el plano del cielo y  $\Omega$  es el ángulo entre la línea que conecta las galaxias del par y la línea de visión. En la figura (1.23) se muestra de forma esquemática la configuración orbital de una masa que se mueve en órbita circular alrededor de otra masa y también las transformaciones geométricas entre el plano del cielo y el plano orbital. El cálculo más directo de la masa está basado en la medición de la curva de rotación de las galaxias del par, o de la galaxia en el caso de objetos aislados.

$$M(R) = G^{-1} V^2(R) R \quad (1.24)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación. En el caso de una curva de rotación plana ( $V = \text{constante}$ ), la masa crece de forma lineal con el radio, así que en este caso se utilizaran estimaciones de masa que corresponden al material adentro de la isofota 25. En este caso la masa está dada por la relación  $M_{25} = G^{-1} V_m^2 A_{25}/2$ , donde  $V_m$  es la velocidad máxima de rotación para la galaxia considerada y  $A_{25}$  es el diámetro a la isofota 25, donde la isofota 25 se define como

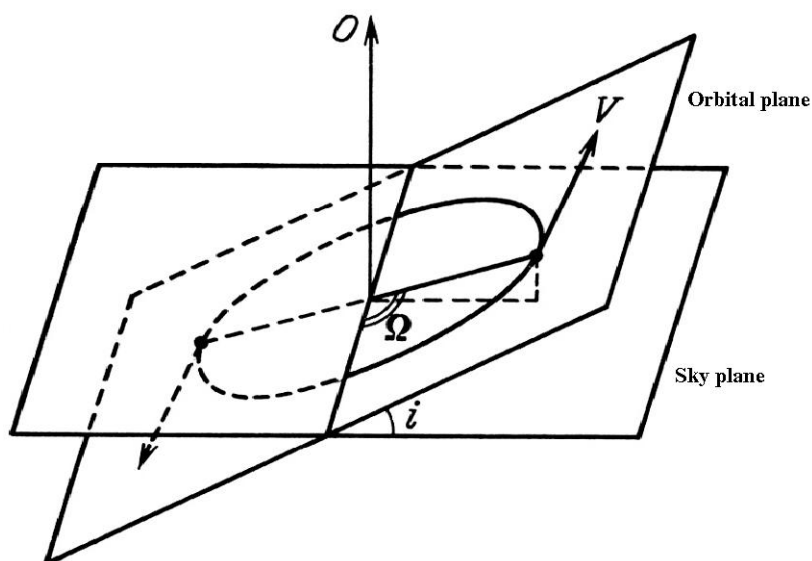


Figura 1.23 Representación geométrica de dos masas en órbita circular y transformaciones geométricas entre el plano orbital y el plano del cielo.

aquella con  $\mu = 25 \text{ mag/arcsec}^2$ . En esta tesis doctoral para la determinación de masas de las galaxias que forman el par KPG 390, se descompuso la curva de rotación de la espiral NGC 5278, empleando un método de minimización no lineal que reduce la curva de rotación en componentes como disco, bulbo y halo de materia oscura. Para tener un rango de posibles masas utilizamos el método de Lequeux (1983). Este método afirma que para determinar la masa de una galaxia espiral adentro de un cierto radio  $R$ , adonde se tiene una medición de la velocidad de rotación  $V(R)$  (i.e. se tiene una estimación de la curva de rotación), se emplea la relación  $M(R) = \alpha R V^2(R) / G$ , con  $\alpha$  adentro del intervalo 0.6 hasta 1.0. En el caso de galaxias con un halo masivo se utiliza el valor de  $\alpha = 1.0$ , el caso de un halo poco masivo está en el otro extremo. Este método sirve para fijar los extremos del intervalo en el cuál puede estar el valor de masa buscado. En todos los métodos de lo que hablamos arriba un parámetro fundamental es la curva de rotación recavada de cualquier tipo de trazador de masa (gas o estrellas). En esta tesis estudiamos el par KPG 390 que es de tipo M51 y en la proxima subsección vamos a hablar de las propiedades generales de estos tipos de pares aislados.

#### 1.4.5. Interacciones en pares aislados de tipo M 51.

En esta parte, vamos a hablar del prototipo de los pares de galaxias aislados M 51 (NGC 5194/95); luego daremos la definición de pares aislados de tipo M 51 y vamos a introducir las propiedades generales de estos tipos de interacciones. Existen varios estudios observacionales y teóricos acerca del par de galaxias M 51. NGC 5194 fue la primera galaxia en los que se des-

cubrió la estructura espiral por Lord Rosse en 1845 con el reflector de 1.8 m de diámetro en el castillo de Burr. Después de un siglo M 51 fue la primera galaxia, afuera del grupo local de galaxias, a ser estudiada en la banda de radio por Mathewson et al. (1972). A partir de entonces fue una de las primeras galaxias estudiadas en la molécula de CO (Rickard et al. 1977), en el cercano infrarrojo (Smith 1982) y en rayos X (Palumbo et al. 1985). De estos estudios se sabe que la gran mayoría de gas en M51 es molecular y que las emisiones en luz azul, CO, H $\alpha$ , en el continuo en la banda de radio, en el cercano infrarrojo y en rayos X, presentan todas el mismo perfil de brillo superficial que se puede representar con una función de tipo exponencial. La galaxia espiral M 51 está formada por dos galaxias, NGC 5194 una espiral de gran diseño, y NGC 5195 clasificada como una I0 peculiar en el catálogo de de Vaucouleurs. Tully (1974) fue el primero en estudiar la cinemática y dinámica de M 51 en H $\alpha$  utilizando un interferómetro Fabry-Perot. El autor presenta un modelo detallado que explica la naturaleza y el origen de los brazos espirales en NGC 5194, a partir de la teoría lineal de ondas de densidad de Lin & Shu (1964) y del campo de velocidad observado en la línea de H $\alpha$ . La teoría de ondas de densidad predice la existencia de movimientos radiales observables en el disco de la galaxia espiral considerada. En el caso de M 51 Tully (1974) estudia los movimientos radiales y tangenciales en el campo de velocidad observado y deduce la amplitud de estos movimientos y modela la onda de densidad que generan los brazos con una función sinusoidal que tenga esa amplitud. Con este análisis el autor explicó la razón física de la existencia de los brazos espirales en M 51. Rots et al. (1990) presenta un estudio morfológico de M 51 en la línea de 21 cm con el Very Large Array (VLA). Este estudio descubre una estructura en velocidad muy complicada y difícil de interpretar. La interpretación cinemática es que existen una mezcla de efectos, tal como un posible alabeo o una distorsión ovalada, movimientos radiales a lo largo de los brazos espirales debido a una onda de densidad inducida por la interacción y también existen colas de marea y puentes. Toomre & Toomre (1972) explican la estructura espiral de M 51 como resultado de la interacción entre las dos compañera del par, pero su modelo sin autogravedad no logra reproducir todos los detalles de los brazos de NGC 5194, y a pesar de las observaciones detalladas de M 51, los detalles de la estructura espiral de gran diseño son un problema todavía abierto. Modelos basados en ondas de densidad de larga duración generados por perturbaciones internas al disco no han sido tan exitosos en reproducir la morfología de esta galaxia.

Toomre & Toomre (1972) estudiaron la cinemática del sistema NGC 5194/95 utilizando un método de tres cuerpos restringido y lograron reproducir bastante bien la morfología externa de este sistema, pero no lograron reproducir la estructura espiral interna de M 51. Este hecho probablemente se debía al no considerar la autogravedad como hizo notar Zang & Hohl (1978). Otros autores utilizaron modelos autoconsistentes incluyendo efectos hidrodinámicos (Hernquist 1990b). Estos autores toman en cuenta también la diferencia entre gas y partículas no colisionales, así que pueden comparar la distribución de gas predecida con las observaciones. Hernquist (1990b) demostró que espirales de gran diseño pueden ser inducidas por fuerzas de mareas con parámetros similares a los de NGC 5194/95, y que los brazos espirales son ondas de densidad y no estructuras



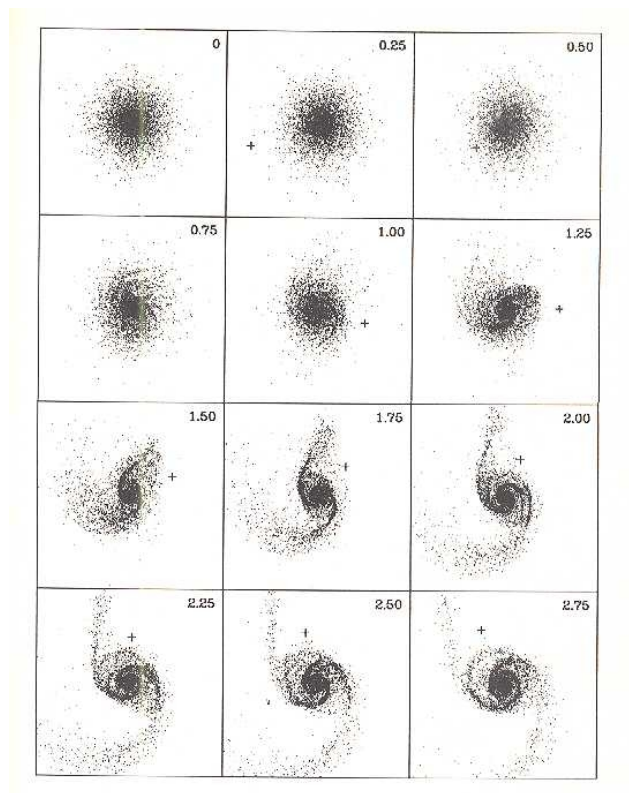


Figura 1.24 Estructura espiral de un encuentro simulado con masa de la compañera la mitad de la masa de la primaria (Hernquist 1990b).

materiales, y que no duraran por mucho tiempo. Estos autores también demostraron que la cola externa de HI descubierta por Rots et al. (1990) se puede explicar como causada por las colisiones entre NGC 5194/95, y que el sistema de las dos galaxias se está viendo en un estadio más avanzado de lo que describieron Toomre & Toomre (1972). Lo que todavía no se logró reproducir son todos los detalles de la estructura espiral de M 51, lo que se tiene hasta ahora representa una aproximación a la estructura observada como se muestra en la figura (1.24). Una visión más detallada de la estructura espiral de M 51 se podrá tener probablemente en el futuro considerando simulaciones más complejas, que tomen en cuenta procesos radiativos internos al medio interestelar. El par de galaxias NGC 5194/95 es el prototipo de los pares de galaxias de tipo M 51, la definición de estos pares fue dada por Reshetnikov & Klimanov (2003), tal como un sistema binario compuesto de una galaxia espiral y un satélite ubicado cerca de un extremo del brazo espiral de la componente principal. Estos autores delimitan dos criterios empíricos para poder clasificar un sistema binario de galaxias como un objeto de este tipo (Klimanov & Reshetnikov 2001). El primer criterio es que el cociente entre la luminosidad en la banda B de las dos componentes del par varía entre los extremos  $1/30$  y  $1/3$ . El segundo criterio es que el satélite esté a una distancia proyectada que no rebase dos diámetros ópticos de la componente principal. Los pares de galaxias de tipo M 51 son ideales para estudiar la formación de brazos espirales inducida por la interacción, para investigar el fenómeno de amplificación de columpio y también para probar la teoría lineal de ondas de densidad a partir de la cinemática de los campos de velocidad observados. De un punto de vista observacional también son los objetos ideales para estudiar la conexión entre brotes de formación estelar y los procesos de interacción dado que los brazos espirales son muy extendidos y con estrellas jóvenes. La mayoría de pares de tipo M 51 también presentan por lo menos en uno de los miembros del par actividad nuclear, así que son los laboratorios perfectos para ver cuál es la conexión entre núcleos activos de galaxias y los procesos de interacción y también representan un límite superior a la estimación de masa orbital en la galaxia principal a partir de la velocidad orbital de la galxia satélite. Estos son solamente algunos de los puntos que hacen sistemas binarios de tipo M 51 actores importantes en el proceso de evolución de las galaxias. Dadas esta premisas en esta tesis doctoral se estudió de un punto de vista cinemático el par de galaxias KPG 390 que está clasificado como sistema binario de tipo M 51 según los criterios de Klimanov & Reshetnikov (2001). El interés en el estudio de este par de galaxias deriva de su forma peculiar y también de la extrema complejidad de la configuración orbital de los dos miembros del par. El trabajo acerca de este par todavía no ha terminado y determinar las trazas externas de interacción para limitar el número de configuraciones orbitales posibles a partir de los cubos cinemáticos observados. El estudio relativo a este par es tratado en detalle en el capítulo 4.

## Capítulo 2

# Observaciones, reducciones y análisis de los datos.

En este capítulo se tratará el concepto de espectroscopía de galaxias en tres dimensiones y se hablará del interferómetro Fabry-Perot de barrido y de las observaciones hechas con este instrumento para obtener los cubos de datos utilizados en el trabajo de tesis. Se examinará el proceso de reducción de los datos y el análisis y interpretación de los mismos.

### 2.1. Observaciones de galaxias con el interferómetro Fabry-Perot de barrido.

En esta sección se hablará en general de los principios fundamentales del interferómetro Fabry-Perot de barrido, y en particular se hará referencia al PUMA (Rosado et al. 1995) el interferómetro Fabry-Perot de barrido utilizado en este trabajo de tesis doctoral y se tratará también muy brevemente el procedimiento de la observación.

#### 2.1.1. Principios del interferómetro Fabry-Perot de barrido.

El interferómetro Fabry-Perot es un instrumento óptico que utiliza el principio de interferencia de haz múltiple. Este principio afirma que cuando un haz de luz incide arriba de una placa transparente, hay reflexiones múltiples de la luz en la superficie de la placa y el resultado es la formación de una serie de haces de luz de amplitud menor en cada lado de la placa. El interferómetro de Fabry-Perot consiste de dos superficies planas y paralelas hechas por vidrio de cuarzo como se muestra

en la Figura 2.1. Las superficies internas están recubiertas por capas parcialmente transparentes de alta reflectividad. Entre las dos placas hay un medio con índice de refracción  $n$ . Las mismas placas tienen una superficie ligeramente prismática, para evitar efectos de reflexión en las regiones de las placas que no estén recubiertas por capas parcialmente transparentes de alta reflectividad. En la versión original del instrumento, una de las dos placas es fija y la otra se puede mover, para permitir variaciones continuas de la separación entre las placas. En los modernos Fabry-Perot debido a dificultades de construcción mecánica, las placas están separadas por un espacio fijo de longitud  $D$ , que es comúnmente un cilindro vacío de sílice y las placas están en su lugar debido a la presión ejercitada por resortes (Born & Wolf 1975).

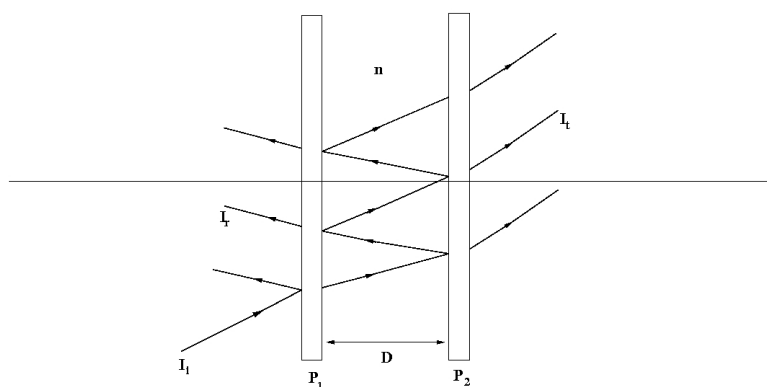


Figura 2.1 Dibujo esquemático de un interferómetro Fabry-Perot de barrido.

Esta configuración del interferómetro, con separación fija entre las placas, se llama el etalon del Fabry-Perot. Para entender los principios básicos del interferómetro de Fabry-Perot consideramos una superficie plana, paralela y transparente de índice de refracción  $n'$ , rodeado de un medio con índice de refracción  $n$ , y suponemos que una onda plana de luz monocromática incide arriba de la superficie con un ángulo  $\theta$ .

La dirección de propagación de la onda incidente es  $SB_1$ , como se muestra en la figura (2.2). Cuando esta onda incide en la superficie se divide en dos ondas, una reflejada en la dirección  $B_1C_1$  la otra transmitida en la dirección  $B_1D_1$ . La última onda incide en la segunda superficie con un ángulo  $\theta'$  y se divide otra vez en otras dos ondas planas, una transmitida en la dirección  $D_1E_1$ , y la otra reflejada hacia atrás en la superficie en la dirección  $D_1B_2$ , y el proceso de división de la onda continua como se puede ver en la figura (2.2). A cada reflexión y transmisión, las fases de las ondas son diferentes, y estas diferencias son dadas de la relación:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n' h \cos \theta' \quad (2.1)$$

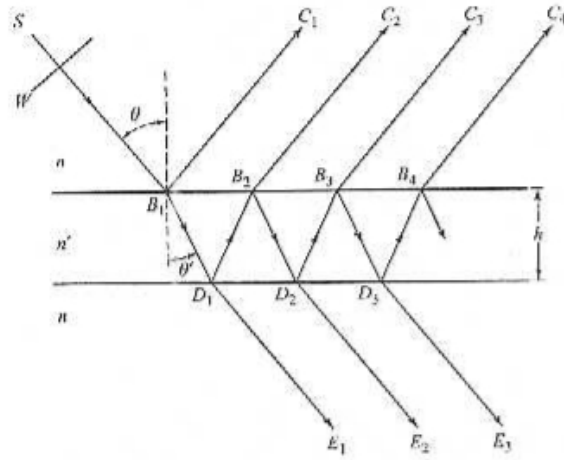


Figura 2.2 Dibujo esquemático de franjas creadas por reflexión y trasmisión de un haz de luz múltiple (Born & Wolf 1975).

donde  $h$  es el grosor de la superficie y  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el vacío. La intensidad reflejada es dada de la relación:

$$I^{(r)} = \frac{4\mathfrak{R} \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1 - \mathfrak{R})^2 + 4\mathfrak{R} \sin^2 \frac{\delta}{2}} I^{(i)} \quad (2.2)$$

donde  $\mathfrak{R}$  representa la reflectividad de la superficie y está relacionada a la transmitividad  $\mathfrak{T}$  según la relación  $\mathfrak{R} + \mathfrak{T} = 1$ , y  $I^{(i)}$  representa la intensidad incidente arriba de la superficie. La intensidad transmitida es dada por la relación:

$$I^{(t)} = \frac{\mathfrak{T}^2}{(1 - \mathfrak{R})^2 + 4\mathfrak{R} \sin^2 \frac{\delta}{2}} I^{(i)} \quad (2.3)$$

El orden de interferencia se define como  $m = \delta/2\pi = \frac{2}{\lambda_0} n' h \cos \theta'$ , suponiendo que hay ondas planas de la misma intensidad, que inciden arriba de una superficie con un cierto intervalo de ángulos. El cociente entre la intensidad reflejada y transmitida es dado por las formulas:

$$\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}} = \frac{F \sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (2.4)$$

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

donde el parámetro  $F$  está definido de la relación:

$$F = \frac{4\mathfrak{R}}{(1 - \mathfrak{R})^2} \quad (2.5)$$

En la Figura 2.3 se muestra la cantidad  $\frac{I(\delta)}{I(0)}$  en contra de la  $\delta$ , esta figura representa franjas de haz múltiples de la misma inclinación de la luz transmitida.

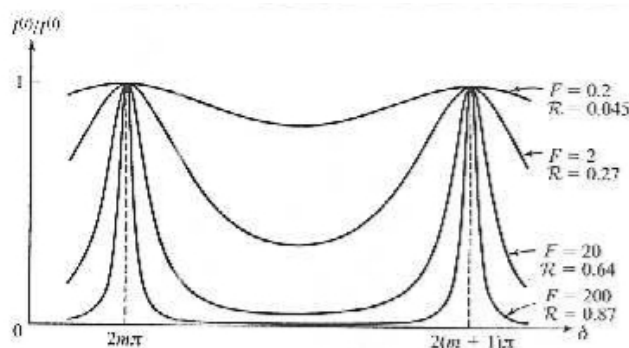


Figura 2.3 Cocientes de la intensidad transmitida y incidente como función de la diferencia de fase (Born & Wolf 1975).

Uno de los parámetros más importantes del interferómetro Fabry-Perot de barrido es la razón entre la separación entre franjas contiguas y la mitad del ancho. Este parámetro que define la calidad de un Fabry-Perot se llama la *finesse*  $\mathfrak{F}$  de las franjas. La *finesse* está dada de la siguiente fórmula:

$$\mathfrak{F} = \frac{\pi \sqrt{F}}{2} = \frac{\pi \sqrt{\mathfrak{R}}}{1 - \mathfrak{R}} \quad (2.6)$$

Otros parámetros importantes del interferómetro Fabry-Perot de barrido son el contraste, la resolución y el rango espectral libre. El contraste se define como el cociente entre el pico máximo de las franjas y la intensidad mínima y es dado de la relación  $C = F + 1$ . La resolución se define como el ancho de una línea espectral, es decir la anchura instrumental de la línea. En el caso de un interferómetro Fabry-Perot de barrido la resolución está dada por  $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \mathfrak{F} \cdot m$ . El rango espectral libre se define como el intervalo en el cual no se superponen ordenes de interferencia. En el caso del PUMA el interferómetro Fabry-Perot de barrido que está instalado en el Observatorio Astronómico Nacional (OAN) y que se utilizó para este trabajo de tesis doctoral los valores de los parámetros importantes se reportan en la tabla 2.1. Vamos a hablar ahora muy brevemente del procedimiento de observación, de cualquier tipo de galaxias que contenga gas ionizado con el PUMA. Una vez elegido el filtro de interferencia idóneo, dependiendo de la velocidad radial de la galaxia que se quiere observar, el observador tiene la posibilidad de poner o quitar el PUMA del camino óptico. En el primer caso está activada la modalidad de barrido, para la obtención de los cubos de datos,

Parámetros	$H\alpha$	[OII]
Orden de interferencia	330	432
Intervalo espectral libre	$20.86 \text{ \AA} = 930 \text{ km s}^{-1}$	$11.57 \text{ \AA} = 692 \text{ km s}^{-1}$
Resolución espectral	$0.43 \text{ \AA} = 19.4 \text{ km s}^{-1}$	$0.58 \text{ \AA} = 34.6 \text{ km s}^{-1}$
Finesse de reflexión	24	10
Barrido Típico	48 pasos	20 pasos

Cuadro 2.1 Valores de los parámetros fundamentales del PUMA para dos diferentes líneas.

en el segundo caso se obtiene la imagen directa del objeto. Para obtener información cinemática es necesario disponer de cubos de datos, hechos por canales cada uno correspondiente a un paso del barrido en el caso de la línea de  $H\alpha$  el número de pasos son 48 como se muestra en la tabla 2.1. Con la operación de barrido se barre el objeto adentro del rango espectral libre dependiendo del ancho del filtro utilizado. La obtención de cada cubo de datos es bastante tardada, dado que se integra la luz de cada canal por un tiempo mínimo de 120 segundos y los canales son 48, por esta razón el observador se tiene que asegurar que todo este listo y que las condiciones del tiempo sean favorables al momento de empezar el proceso de adquisición de datos. En una noche con este valor de tiempo promedio se pueden obtener hasta tres cubos de datos.

Los cubos de datos se guardan en un formato que se denomina EIC comprimido y se tiene que transformar en otro formato para empezar la reducción de datos. Esto se hace con programas de reducción de datos que estan hechos principalmente para reducir datos de Fabry-Perot. En la próxima sección trataremos el proceso de reducción y de los programas dedicados a este fin. Para concluir esta sección, una cosa importante que se tiene que decir en el caso del PUMA es que los objetos observados pueden ser de cualquier tipo no solamente galaxias, pero la condición fundamental es que tengan gas ionizado, dado que con este interferómetro se estudian líneas de emisión, en particular,  $H\alpha$ , puesto que el ion  $H^+$  es el componente principal del gas ionizado cósmico. En el curso de los años el PUMA se utilizó para observar: regiones HII, remanentes de supernova, galaxias espirales, irregulares, pares de galaxias aislados interactuantes, grupos compactos y también galaxias en cúmulos como por ejemplo Virgo, en general objetos extendidos.

## 2.2. Reducción de los cubos de datos.

En esta sección hablaremos de la reducción de los datos del interferómetro Fabry-Perot PUMA. En particular trataremos de los programas de reducción de datos ideados para reducir cubos de datos de interferómetros Fabry-Perot. Se tratará también del procedimiento general empleado en la reducción de los cubos de datos de las galaxias observadas con este instrumento.

### 2.2.1. Procedimiento general de reducción de los datos de Fabry-Perot.

Una vez obtenido el cubo de datos del objeto con un cierto número de canales que depende del rango espectral libre del instrumento, 48 en el caso del PUMA, se empieza el proceso de reducción, el programa que se utiliza para esto es ADHOCW<sup>1</sup>. Se utilizan también rutinas de IRAF<sup>2</sup> en algunos pasos del proceso de reducción y de IDL (Interactive Data Language de su sigla en inglés). El procedimiento de reducción de los datos producidos de observaciones hechas con interferómetros Fabry-Perot consta de algunos pasos fundamentales. Correcciones estándar para CCD, tal como sustracción de campos planos, de bias, de rayos cósmicos y de corrientes oscuras, se hacen para cada canal del cubo de datos observado. Para estas correcciones se utilizan rutinas estándar de IRAF y para la sustracción de los rayos cósmicos se pueden utilizar rutinas de ADHOCw y de IDL. Otros tipos de correcciones que son necesarias para tener en cuenta la variación del seeing, debido a turbulencia en la atmósfera causada por condiciones climáticas no favorables, tal como viento, variaciones repentinas de temperatura a lo largo de una misma noche de observación, humedad muy alta y variaciones bruscas de presión atmosférica, se hacen utilizando rutinas de ADHOCw. Una función de ADHOCw mide la variación del seeing canal por canal y si encuentra un cambio muy abrupto entonces corrige el seeing sustituyendo los valores medidos con un promedio arriba de los valores normales. Otras correcciones a los cubos de datos son las correcciones por extinción del cielo hechas para cada paso del proceso de barrido, y tienen en cuenta la variación de la masa de aire a lo largo del tiempo de exposición para cada canal del cubo, que en general es más largo de una hora y también puede ser de varias horas. Esta última corrección se hace utilizando estrellas de campo, que en condiciones normales no emiten la línea de H $\alpha$  y su continuo no está afectado por el proceso de barrido. En otras palabras solo la emisión monocromática está afectada por el proceso de barrido produciendo el perfil de línea que sirve para construir los campos de velocidad, mientras que la emisión del continuo siempre produce la misma intensidad en un pixel dado. En el caso que no estén presentes estrellas de campos tan brillantes que permitan hacer la corrección por extinción, entonces se tiene que utilizar el continuo del núcleo observado de las galaxias que forman la imagen. De esta forma la corrección no es tan rigurosa, por el hecho que existe una débil modulación, cuando la luz del continuo de la galaxia pasa a través del filtro de interferencia, durante el proceso de barrido. Una de las correcciones más importantes que se hace al cubo de datos observado es la corrección de la fase, y depende del corrimiento al rojo de cada objeto. Para hacer esta corrección se construye un anillo de calibración que se obtiene de la línea de emisión de una lámpara, tal como por ejemplo la lámpara del neón centrada en la longitud de onda de 6598.95 Å, y se define un mapa de fase que indica el paso de barrido en el cual se observa el máximo del patrón de interferencia adentro de un pixel dado.

---

<sup>1</sup><http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm> developed by J. Boulesteix.

<sup>2</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.



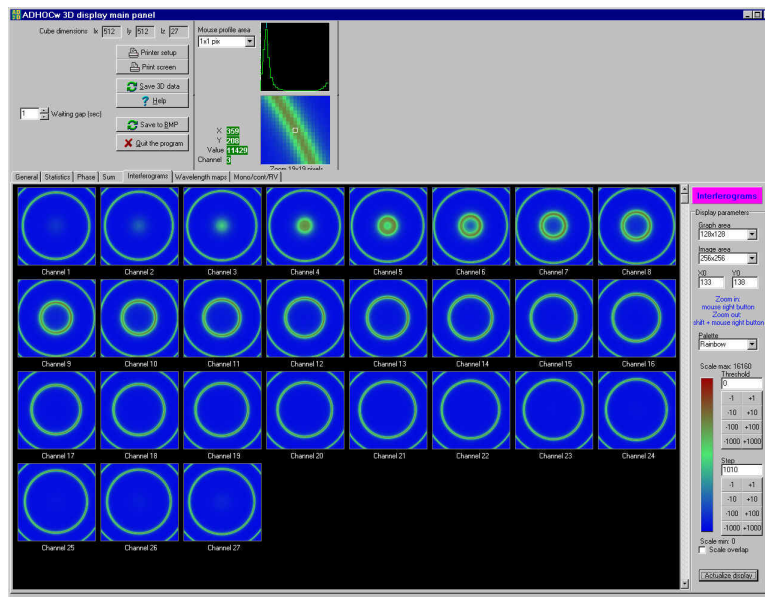


Figura 2.4 Ejemplo de cubo de calibración en ADHOCw.

A este punto utilizando la relación que nos da la forma del patrón de interferencia en función de la longitud de onda observada  $p\lambda = 2ne \cos\theta$ , donde  $p$  es el orden de interferencia en  $\lambda_0$ , con  $\lambda_0$  la longitud de onda de la línea observada en el sistema de referencia de reposo (línea observada  $H\alpha$   $\lambda_0 = 6562.78 \text{ \AA}$ , en nuestro caso), nos permite encontrar el desplazamiento observado en las longitudes de onda a cada punto del cubo de datos comparando con el mapa de fase. Sin embargo permanece una incertidumbre, dado que la velocidad se conoce solamente módulo el rango espectral libre. Este problema se puede resolver fácilmente dado que el corrimiento al rojo de un objeto es conocido de trabajos de espectroscopía de rendija en la misma línea de  $H\alpha$ .

Otro problema puede surgir cuando el corrimiento al rojo de la galaxia lleva su línea de emisión en  $H\alpha$  muy lejos de la línea de calibración. En este caso se necesita una corrección dado que el espaciamento óptico efectivo entre las dos superficies del Fabry-Perot varía con la longitud de onda. Una vez creado el mapa de fase se corrige el cubo de datos, como explicado arriba y el resultado es el cubo en longitudes de onda en donde cada pixel está corregido por el desplazamiento en longitudes de onda debido al corrimiento al rojo de cada objeto. Desde el cubo de longitudes de ondas se puede obtener la información útil para construir los campos de velocidad y las curvas de rotación para cada objeto observado. Para hacer esto es necesario crear los mapas de la emisión monocromática, del continuo, de las velocidades radiales y de las dispersiones de velocidad. Dado que el patrón de interferencia es producido solamente de las líneas en emisión, es posible producir imágenes que contengan pura emisión en la línea de  $H\alpha$ , y imágenes que tengan pura emisión del continuo asociado a esta misma línea. Para un pixel dado la señal medida a lo largo de la secuencia de barrido puede ser separado en dos partes, la primera constituida de un nivel casi constante,

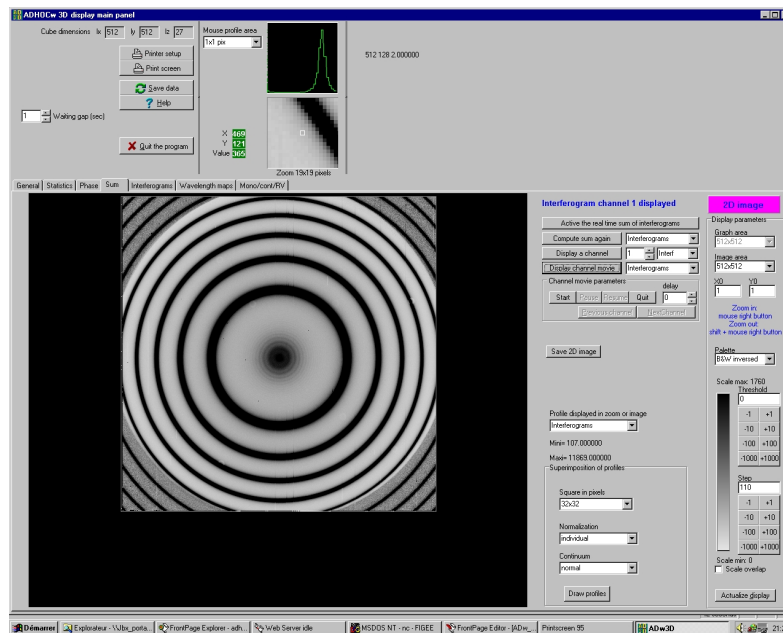


Figura 2.5 Ejemplo de fase parabolica en ADHOCw.

producidos de la luz del continuo (típicamente arriba de  $20 \text{ \AA}$ ), que no está afectado del proceso de barrido, y la segunda formada de una parte variable generada de la emisión monocromática de  $H\alpha$ . La separación de estos dos niveles se hace detmrinando el umbral arriba del cual se tiene emisión monocromática y debajo del cual se tiene solamente la emisión del continuo (tipicamente arriba de una FWHM de un poco más de  $1 \text{ \AA}$ ). La rutina de ADHOCw estima de forma iterativa el nivel del continuo, considerando tres canales con la señal más bajas y se establece como el nivel del continuo. Otros problemas importantes pueden surgir cuando el corrimiento al rojo del objeto observado es tal que líneas OH del cielo están adentro del intervalo de longitudes de ondas del filtro de interferencia utilizado en la observación (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007). Estas líneas pueden producir un patrón de interferencia que se puede confundir con la emisión  $H\alpha$  del objeto observado (Amram et al. 1992). Para resolver este problema se toma una lista de longitudes de ondas que corresponden a la emisión de cada región del cielo y que pueden ser debidas a las líneas OH. Se toman espectros de varias regiones del cielo en la imagen observada alrededor del objeto y se identifican las longitudes de ondas correspondientes a las líneas OH en las regiones del cielo consideradas. El paso siguiente es ver si se repiten los patrones de forma de esas líneas identificadas en varias regiones del cielo, y una vez que se conoce bien el patrón que se está buscando se sustrae este patrón de todo el campo observado para cada canal del cubo, como se muestra en las Figuras 2.6 y 2.7.

Una vez sustraidas las líneas del cielo, se construyen los mapas de la emisión del continuo, de la emisión monocromática y de las velocidades radiales. Para construir los mapas de velocidades radiales se utiliza el promedio de la intensidad pesada para cada pixel (baricentro de la línea

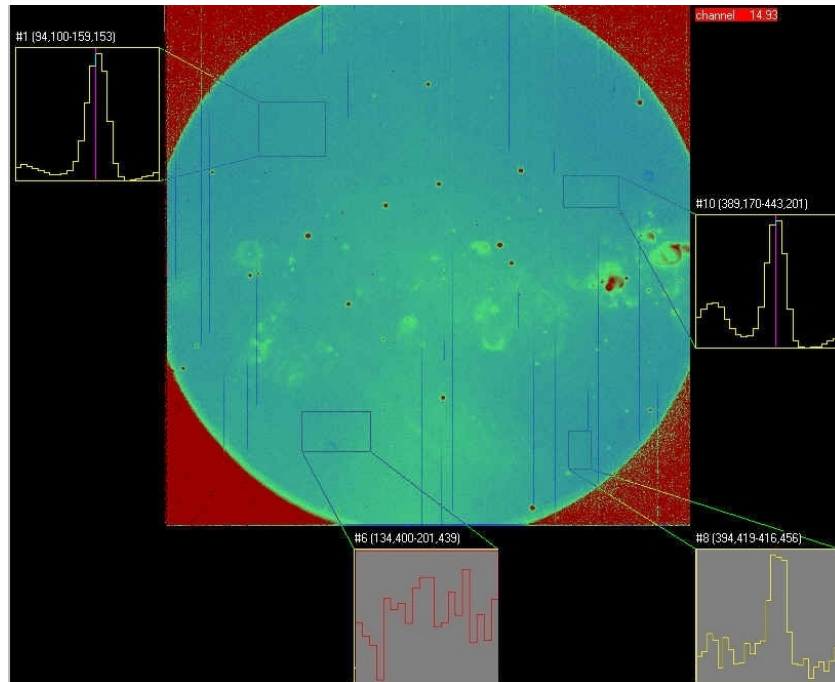


Figura 2.6 Ejemplo de identificación de líneas OH con ADHOCw. En este caso en los dos recuadros de arriba no hay ninguna línea del cielo, mientras que en el recuadro de abajo a la izquierda hay líneas del cielo, y en el recuadro de a lado se presenta la sustracción de las líneas del cielo.

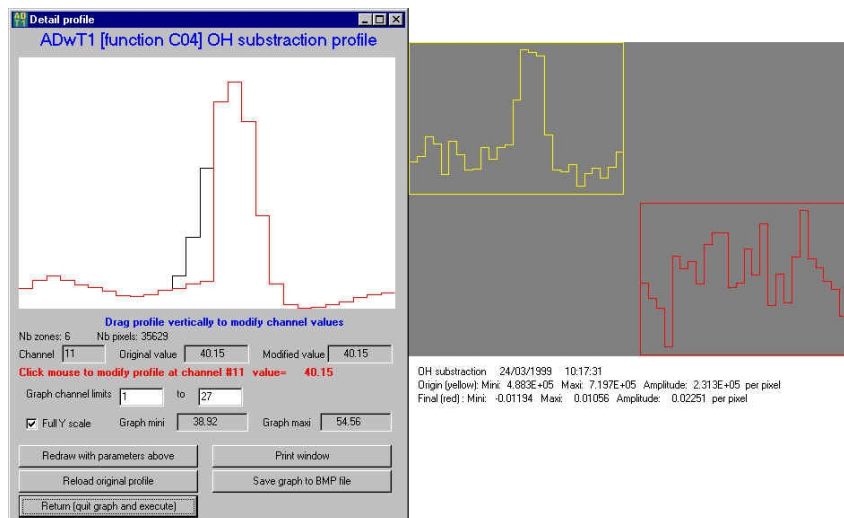


Figura 2.7 Ejemplo de sustracción de líneas OH con ADHOCw.

observada) de la emisión  $H\alpha$ , y utilizando el mapa de fase, se convierte en longitudes de ondas y luego en velocidades radiales heliocéntricas. En este proceso pueden surgir problemas en el caso de galaxias vistas de canto, dado que el perfil de  $H\alpha$  en este caso es asimétrico debido a la extinción a lo largo de la línea de visión. Este efecto se puede corregir restaurando el perfil observado (Sancisi & Allen 1979). Otro problema puede surgir debido a bajo cociente señal a ruido en las partes externas de las galaxias observadas y a veces también en las partes internas si la emisión de  $H\alpha$  es débil. En estas regiones se promedian los perfiles contiguos para obtener suficiente señal. Con este método se puede medir el 10% más de los puntos de velocidad para estudiar con suficiente exactitud los puntos de velocidad en la parte externa de la curva de rotación.

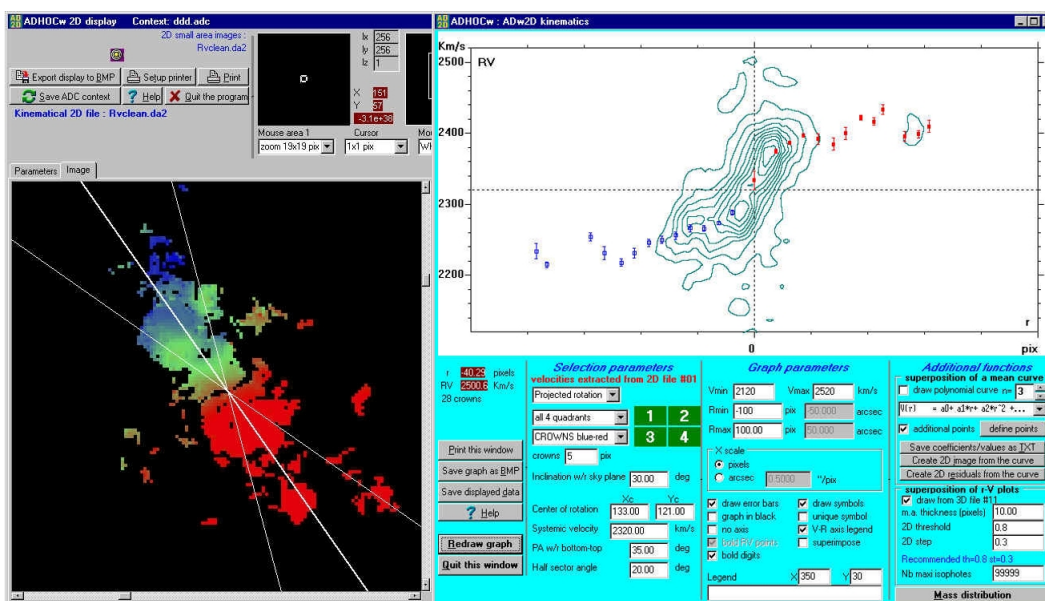


Figura 2.8 Ejemplo campo de velocidad y curva de rotación obtenida con ADHOCw.

La obtención de campos de velocidades es muy importante para medir con exactitud los parámetros cinemáticos como por ejemplo el ángulo de posición. La misma medición hecha utilizando una rendija puede estar afectada de características peculiares como un brazo espiral brillante superpuesto al eje mayor fotométrico, donde normalmente se posiciona la misma rendija. En el caso de los campos de velocidad, también la determinación del eje mayor cinemático puede estar afectada de alabeos en el disco de las galaxias consideradas. Además en sistemas en interacción, la simetría axial se pierde por lo que se necesitan datos cinemáticos en tres dimensiones. Una vez terminado el proceso de reducción se pasa a la construcción de las curvas de rotación que se puede hacer con varios metodos como ya se explicó en el capítulo 1. En la siguiente sección trataremos de como analizar y interpretar los datos observados.

## 2.3. Interpretación y análisis

La interpretación y análisis de los datos obtenidos depende del objetivo científico que se quiere realizar y del tipo de datos que se tienen. En el caso de datos de tipo cinemáticos como es el caso de datos obtenidos con un Fabry-Perot de barrido, los objetivos que se pueden alcanzar son múltiples. Desde que se empezó a utilizar en astronomía y hasta nuestros días el interferómetro Fabry-Perot de barrido ha sido utilizado para medir curvas de rotación en galaxias aisladas, en cúmulos, en grupos compactos y en pares aislados de galaxias. Sin embargo la obtención de campos de velocidad y de curvas de rotación no es la única aplicación de este tipo de instrumento, de hecho los primeros que utilizaron este tipo de análisis estudiaron la expansión de regiones HII y también la expansión de remanentes de supernovas, para estudiar las huellas de choque, debido al encuentro del material expulsado de la explosión y el medio interestelar que rodeaba el objeto. En nuestros días todavía estos estudios son muy importantes y también estudios de la emisión que proviene de objetos Herbig-Haro es un tema de máxima importancia y si se tienen datos de cinemática es todavía más importante. En esta sección vamos a restringirnos a la importancia de tener datos cinemáticos en el caso de pares aislados de galaxias en interacción y a los varios tipos de análisis que se pueden hacer con esta información. Esto porque en esta tesis doctoral se exploró la cinemática de pares aislados de galaxias y de una galaxia aislada. Lo que es importante subrayar es que en esta sección vamos a dar solamente principios muy generales, dado que los detalles se dan en los capítulos 4, 5 y 6. Los campos de velocidad son herramientas muy importantes para determinar efectos debidos a la presencia de peculiaridades en un disco de una galaxia, y de consecuencia la curva de rotación lleva trazas de estas anomalías. Como peculiaridades o anomalías se entienden desviaciones a gran escala de la simetría, que se interpretan como distorsiones ovales o alabeos cinemáticos. A veces algunas de estas asimetrías están asociadas al movimiento de material perteneciente a los brazos espirales, pero para detectar estos últimos tipos de asimetrías se necesita una gran resolución espacial. En el caso que existan en un campo de velocidad tales complicaciones es muy difícil obtener una curva de rotación que pueda dar mucha información de la distribución de masa asociada con la galaxia considerada. Bosma (1981) fue uno de los primeros en estudiar de forma sistemática asimetrías de campos de velocidad en la línea de 21 cm y detectar y clasificar los varios tipos de anomalías cinemáticas. En la Figura 2.9 tomada del trabajo de Bosma se pueden ver varios tipos de desviaciones del movimiento no circular debidas a los fenómenos mencionados arriba. La Figura 2.9 está orientada de la forma que el eje mayor cinemático es paralelo al eje horizontal, y del análisis de estos campos de velocidad se pueden distinguir varios tipos de movimientos no circulares. El primer tipo es de movimientos asociados con brazos espirales y su interpretación es que probablemente el campo gravitacional asociado con los brazos produce movimientos de material hacía las regiones más internas (o más externas; inflow o outflow) del campo de velocidad y estos movimientos provocan una distorsión regular de la simetría axial del campo de velocidad y un ejemplo de este tipo de distorsión es M 81, como se ve en la Figura (2.9).

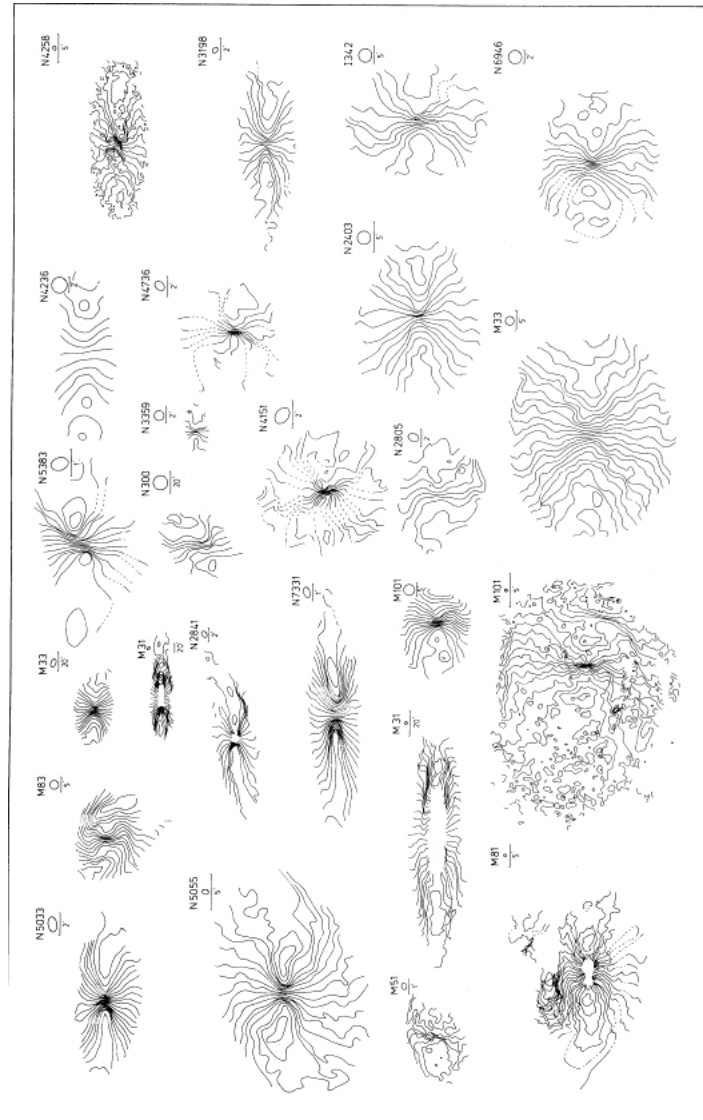


Figura 2.9 Varias desviaciones del puro movimiento circular de campos de velocidades observados en la línea de 21 cm (Bosma 1981).

El segundo tipo de desviaciones de la simetría a larga escala, en muchas galaxias de disco se verifica cuando el eje mayor cinemático, es decir la línea de las velocidades radiales extremas, cambia su ángulo de posición como función del radio, pero el campo de velocidad mantiene intacta su simetría central. En los casos donde el eje mayor cinemático cambia su ángulo de posición como función del radio, en las partes más internas del disco normalmente se registra también un mal alineamiento del mismo eje mayor con algunas de las estructuras presentes en las imágenes ópticas. En estos casos la sospecha más fundada es una distorsión oval (en el sentido de principalmente elíptica) en el campo de potencial del disco. En el caso que los cambios de ángulo de posición como función del radio se verifiquen en las partes más externas del disco, el eje mayor de las partes más internas del disco ópticamente visible, normalmente es bien alineado. En estos casos se dice que existe un alabeo en el disco de la galaxia, y dado que se deduce del campo de velocidad se llama un alabeo cinemático. El alabeo que se infiere de la distribución de HI en galaxias vistas de canto se dice un alabeo directo. Asimetrías de gran escala ocurren sobre todo en las partes más externas de algunas galaxias y se deben a la interacción con otra galaxia cercana. El último tipo de asimetrías son de pequeña escala, su naturaleza es irregular y su amplitud no excede los  $20 \text{ km s}^{-1}$ . Muchas galaxias muestran varios tipos de movimientos no circulares y muchas veces no se pueden inferir solamente del campo de velocidad, si no que se necesita tener información en otras bandas (por ejemplo UV, IR) para poder asociar claramente al tipo de movimiento no circular su posible causa física. Los tipos de asimetrías mencionadas arriba se descubrieron con campos de velocidad en HI, pero la situación no cambia mucho con otros trazadores, de hecho la única diferencia en el caso de  $H\alpha$ , es la extensión del trazador, como ya se discutió en el capítulo 1, esto significa que de nuestros campos de velocidad se puede obtener la misma información, restringida a las partes más internas del disco. Este tipo de análisis sale directamente del campo de velocidad, pero existen otras cosas que se pueden hacer una vez obtenida la curva de rotación. Si el campo de velocidad no presenta particulares anomalías entonces una vez obtenida la curva de rotación se pueden hacer varios tipos de análisis, dependiendo de la resolución espacial, es decir del número de puntos que forman la curva de rotación. Para sacar la curva de rotación del campo de velocidad se necesita obtener los parámetros cinemáticos, tal como ángulo de posición (AP), inclinación ( $i$ ), velocidad sistemática ( $V_s$ ) y centro cinemático ( $x_c, y_c$ ). Los detalles de este proceso se dan en el capítulo 4. Una vez que se tiene una curva de rotación suficientemente simétrica entonces un posible tipo de análisis es la decomposición de la curva de rotación en disco, bulbo y halo de materia oscura, para determinar la masa de la galaxia considerada. De la decomposición se obtienen los parámetros de las curvas teóricas, como radio de escala del disco, del bulbo y del halo y las masas de las tres componentes, los detalles de este proceso se dan en el capítulo 4. Otro tipo de análisis es la obtención de resonancias a partir de la curva de rotación como ya se mencionó en el capítulo 1 y los detalles de este proceso se mencionan en el capítulo 5. Ambos campos de velocidad y curvas de rotación recavados de datos observados son también muy útiles para compararlos con campos de velocidades y curvas de rotación que se obtienen de una simulación numérica. La diferencia es que la curva de rotación obtenida con una simulación numérica puede tener una extensión

en radio mayor con respecto a la observada porque no depende de un particular trazador, si no solamente del número de partículas que se utilizan en el proceso. Las simulaciones numéricas de galaxias aisladas y interactuantes son instrumentos muy importantes para determinar propiedades más generales que no se pueden inferir de los datos, limitados por las propiedades del trazador gaseoso o estelar que se utiliza. Con las simulaciones numéricas se pueden obtener parámetros dinámicos, dado que una simulación incluye la evolución temporal de un cierto evento, tal como una galaxia aislada o una interacción entre dos galaxias, esta información no se puede obtener de los datos observacionales que estan congelados a un cierto tiempo. Dada la gran importancia y complementariedad de los datos observacionales y de las simulaciones numéricas es fundamental hablar de las simulaciones numéricas de galaxias aisladas y interactuantes, así que reservamos todo el proximo capítulo para tratar este tema de fundamental importancia.



## Capítulo 3

# Modelos y simulaciones numéricas de galaxias interactuantes.

En este capítulo trataremos en general de la dinámica de las galaxias interactuantes, a partir de los primeros intentos en reproducir las colas de mareas y los puentes que se forman durante una interacción entre dos galaxias, hasta experimentos más complejos hechos para reproducir más fielmente las estructuras que se crean durante el proceso de interacción y de los problemas que se encontraron a lo largo de los años y hasta nuestros días para incluir la física necesaria a producir ciertos tipos de fenómenos que se dan en un proceso de interacción. También se hablará de las limitaciones que todavía tienen las simulaciones numéricas para una fiel reconstrucción de la física del medio interestelar y de todas las características asociadas a esta física. Dado que en esta tesis se trató de pares de galaxias de tipo M 51, entonces vamos a hablar en particular de las simulaciones hechas para reproducir el prototipo M 51. Se tratará en detalle también la parte de la simulación numérica relativa al par de galaxias estudiado en esta tesis, KPG 390, que todavía tenemos que hacer y de la información que todavía nos falta de un punto de vista observacional para llevar a cabo esta simulación numérica.

### 3.1. Antecedentes históricos.

El primer experimento para estudiar los efectos de perturbación mareal inducidos por el proceso de interacción entre dos galaxias interactuantes fue hecho por Holmberg (1941). El autor substituyó la gravedad por la luz, teniendo en cuenta que ambos tipos de fuerzas, la gravitacional y la electromagnética, disminuyen con el inverso del cuadrado de la distancia  $r^{-2}$ , y representó una partícula de masa con una bombilla, y asumió que las galaxias tengan una forma achatada y que

cada galaxia está formada por 37 bombillas. El autor encontró que la deformación mareal debida a la interacción causa un aumento en la atracción gravitacional entre los dos cuerpos y este aumento llega a su máximo cuando las dos galaxias se estan alejando, es decir después del encuentro. La perdida de energía es muy grande y en algunos casos puede ocasionar la captura de una de las dos galaxias por la otra. En este experimento también se desarrollan brazos espirales y la dirección de rotación de los brazos depende de la rotación de la galaxia con respecto a la dirección de movimiento del espacio alrededor. Las conclusiones de Holmberg (1941) fueron asombrosas por la epoca, este autor consideró encuentros hiperbolicos y parabolicos , pero a causa del número de puntos de masas involucrados y de las aproximaciones hechas, su esfuerzo no fue suficiente para estudiar en detalle la respuesta mareal debida al proceso de interacción. Dos decadas después Pfleiderer & Siedentopf (1961), Toomre & Toomre (1972) (TT) y otros autores utilizando las nuevas computadoras digitales simularon de forma muy sencilla puentes y colas de marea. El experimento de TT consistia en dos cuerpos de masa sin autogravedad y sin hidrodinámica, y una de las dos masas estaba rodeada por partículas con masas despreciables, si comparadas con las masas de los dos cuerpos de masas (problema de tres cuerpos restringidos). Este experimento sirvió para reproducir puentes y colas mareales con mucho detalle a partir de valores a diferentes parámetros involucrados en las galaxias de disco interactuantes. Esta simulación muy sencilla no podía explicar la compleja estructura espiral de M 51 por ejemplo, pero, a partir de este trabajo se desarrollaron tecnicas más sofisticadas capaces de reproducir muchas más características observadas. Los siguientes experimentos se concentraron en reproducir los pormenores de la estructura espiral interna, como por ejemplo en el caso de M 51. Con el desarrollo de sistemas de calculos más rápidos y sofisticados se agregaron muchos ingredientes físicos, como por ejemplo autogravedad y hidrodinámica, pero hasta nuestros días falta reproducir en detalle el medio interestelar que es altamente no homogéneo y está hecho de muchas fases diferentes, y este es uno de los problemas más importantes para poder dar un cuadro más cercano a la realidad observada. En las siguientes secciones vamos a hablar de los varios métodos que se utilizan para hacer experimentos numéricos de galaxias interactuantes.

### 3.2. Métodos generales para hacer simulaciones numéricas.

El tiempo de relajación se define como  $t_{relaj} = n_{relaj} \times t_{cruze}$ , donde  $t_{cruze} = R/v$  es el tiempo de cruce, es decir el tiempo necesario para una estrella para cruzar la galaxia una vez, con  $R$  el tamaño de la galaxia y  $v$  la velocidad de la estrella, el número de relajaciones es  $n_{relaj} \approx \frac{N}{8 \ln N}$ , y entonces se tiene que  $t_{relaj} \approx \frac{0.1N}{\ln N} t_{cruze}$ . El tiempo de Hubble se define como  $H_0^{-1} = 13.97 h_7^{-1}$  Gyr, con  $h_7^{-1}$  parámetro adimensional definido por  $h_7 = H_0/70$ . Las galaxias típicamente tienen  $N \approx 10^{11}$  y  $t_{cruze} \approx 100$  Myr, estos valores implican que los tiempos de relajación para las galaxias son muchos ordenes de magnitud más grandes que el tiempo de Hubble (Binney & Tremaine

1987). Por consiguiente, la dinámica de las estrellas en las galaxias está muy bien descrita de la ecuación de Boltzmann no colisional:

$$\partial f / \partial t + \mathbf{v} \cdot \partial f / \partial \mathbf{v} - \nabla \Phi \cdot \partial f / \partial \mathbf{v} = 0 \quad (3.1)$$

donde  $f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  es la función de distribución normalizada de la forma que  $f d\mathbf{x}d\mathbf{v}$  es el número de estrellas en el volumen del espacio fase definido por  $d\mathbf{x}d\mathbf{v}$  centrado en el punto  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ . El potencial  $\Phi$ , incluye el campo auto consistente generado por las estrellas y también tiene en cuenta la influencia gravitacional de la materia oscura y del gas. Dado que la naturaleza de la materia oscura permanece enigmática, restricciones observacionales sugieren que también obedece a la ecuación 3.1. Cuando se habla del campo auto consistente se entiende el acoplamiento de la ecuación de Boltzmann no colisional y de la ecuación de Poisson, que permite conectar la dinámica de los gases con el potencial y la función de distribución. La ecuación de Poisson está dada por la siguiente relación:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (3.2)$$

Donde  $\rho$  es la densidad del medio que se considera, en el caso de una galaxia representa la densidad de estrella, gas y materia oscura. Esta ecuación permite obtener el potencial cuando se conoce la densidad y al revés, la densidad cuando el potencial está dado. La resolución de la ecuación de Poisson acoplada con la de Boltzmann no colisional es posible solo en algunos casos especiales, como en casos con particulares simetrías. En el caso de galaxias interactuantes no hay ninguna particular simetría y no existe una solución analítica de este sistema de ecuaciones y se tiene que utilizar métodos numéricos para encontrar una solución a estas ecuaciones.

### 3.2.1. Métodos de N cuerpos.

Simplemente en el límite de dinámica estelar, la interacción de galaxias es un problema bien puesto, en el sentido que la evolución dinámica está determinada únicamente de la ecuación de Boltzmann. Desafortunadamente no se conocen soluciones analíticas relevantes para esta ecuación excepto en el límite de interacciones débiles (Weinberg 1986) o en el caso de sistemas muy especiales (con ciertos tipos de simetrías), así que tenemos que utilizar métodos numéricos. Más que resolver la ecuación de Boltzmann con técnicas de diferencia finitas en seis dimensiones, es más conveniente utilizar un método de Monte Carlo. La función de distribución inicial  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  se utiliza como una función de distribución de probabilidad para encontrar las coordenadas del espacio fase  $\mathbf{x}_i, \mathbf{v}_i$  para las partículas  $i = 1, \dots, N$ , y estas partículas son integradas a lo largo de las curvas características de la ecuación 3.1:

$$\begin{aligned} d\mathbf{x}_i/dt &= \mathbf{v}_i, \\ d\mathbf{v}_i/dt &= -\nabla\Phi_i. \end{aligned} \quad (3.3)$$

No obstante la enorme simplificación dada de la ecuación 3.2, la evolución dinámica de las galaxias interactuantes es bastante costosa en términos de cómputo, principalmente debido a la dificultad de calcular el potencial auto consistente. Esto porque la masa en galaxias reales está repartida de una forma mucho más fina que en cualquier modelo de computadora, así que el potencial auto consistente del modelo es mucho más ruidoso que en las galaxias reales. La consecuencia, es una difusión no deseada en el espacio fase que puede alterar la estructura de galaxias simuladas en escalas temporales muy cortas. En términos generales, los varios algoritmos conocidos para calcular el potencial de un sistema de  $N$  partículas pueden ser clasificados como acción a distancia o métodos de campo. La diferencia entre los dos enfoques es que el primero trata de forma explícita las interacciones entre partículas, mientras que el segundo lo hace solamente de forma indirecta, considerando las contribuciones de las partículas al campo gravitacional global. La técnica más simple de acción a distancia es la suma directa, y una expresión común para el potencial gravitacional para la partícula  $i$  es:

$$\Phi(\mathbf{r}_i) = -G \sum_{j \neq i} \left( m_j / [|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon^2]^{1/2} \right) \quad (3.4)$$

donde  $\varepsilon$  es el parámetro de suavización. La suma directa es un algoritmo flexible pero tiene un costo de cálculo para cada paso que varía como  $\sim O(N^2)$ , y este hecho limita su utilización a sistemas con pocas partículas. Se propusieron varios métodos para reducir el costo de cálculo, en la estimación del potencial auto consistente. En algunos problemas se puede no tener en cuenta la autogravedad y hacer evolucionar el sistema en un potencial que se conoce a priori, tal como se hace en métodos de partículas de pruebas (Schwarzschild 1979), el cuerpo de los tres cuerpos restringido (Pfleiderer & Siedentopf 1961; Toomre & Toomre 1972), o códigos N-cuerpos semi restringidos (Lin & Tremaine 1983). Sin embargo la dinámica de galaxias interactuantes no se puede representar de forma muy exacta sin incluir la auto gravedad (Barnes 1988). La mayoría de los métodos auto consistentes no han sido muy útiles históricamente, para estudiar sistemas de galaxias interactuantes y que se están fusionando. Una excepción es la técnica conocida como árbol jerárquico, que ha tenido a lo largo de los años un impacto significativo en el estudio de galaxias interactuantes (Barnes & Hut 1986). En este método las partículas son tratadas como en el método de la suma directa, pero el potencial de grupos distantes de partículas se aproxima utilizando una expansión de multipolo de bajo orden. En este caso el costo de cálculo a cada paso varía como  $\sim O(N \ln N)$ . En principio se pueden utilizar métodos directos para estudiar la evolución dinámica de un sistema no colisional, con la condición que se pueda usar un número suficientemente grande de partículas para evitar los efectos de relajación adentro del rango requerido.

**3.2.2. Métodos de dinámica de los gases.**

Las galaxias contienen típicamente menos del 10% de su masa luminosa en gas, sin embargo el gas es muy importante para entender fenómenos galácticos como formación estelar y núcleos activos de galaxias, porque puede disipar energía y formar estrellas. El gas galáctico obedece a las leyes de conservación para un fluido compresible (Landau & Lifshitz 1959), sin embargo dado nuestro grado de entendimiento del medio interestelar de nuestra galaxia, la dinámica del gas galáctico está mal puesta. A causa de procesos de enfriamiento y retroalimentación generados por supernovas, el gas interestelar es altamente no homogéneo y está compuesto de muchas fases diferentes (McKee & Ostriker 1977). Hoy en día faltan la potencia de cálculo y el conocimiento teórico para poder modelar las diferentes fases al mismo tiempo. Una de las estrategias es focalizarse en las estructuras globales donde la visión detallada a pequeña escala del gas no es importante, cuando se considera el gas como un medio continuo, sus ecuaciones de movimiento se pueden resolver con métodos de diferencias finitas o utilizando técnicas basadas en partículas, como por ejemplo el método de smoothed-particle hydrodynamics SPH (de su siglas en inglés) (Lucy 1977; Gingold & Monaghan 1977). Dado que la SPH se construye partiendo de una formulación Lagrangiana, no está limitada por resolución espacial o por problemas de geometría global y es ideal para estudiar sistemas de galaxias interactuantes. El enfoque opuesto es modelar el gas como un conjunto de partículas discretas (Negroponte & White 1983). Con este método las partículas que representan el gas evolucionan de forma similar a partículas no colisionales, con la diferencia que estas partículas viscosas experimentan colisiones no elásticas entre ellas mismas, disipando la energía cinética. Desde un punto de vista computacional este enfoque es mucho más sencillo comparado a aquellos métodos que resuelven las ecuaciones de movimiento para un gas continuo, la desventaja es que requiere un cierto número de parámetros ad hoc que es muy difícil relacionar con los parámetros de los fenómenos físicos reales. Dado nuestro entendimiento de los fenómenos que gobiernan la dinámica del gas es difícil decir cuales de los dos métodos es el más apropiado para representar de forma adecuada las varias fases del medio interestelar. En la siguiente sección trataremos de las diferentes estructuras que se forman en consecuencia de la interacción mareal entre galaxias interactuantes.

**3.3. Estructuras generadas por interacción de marea.**

Durante la interacción entre dos galaxias se forman varias estructuras, las que se lograron reproducir, como ya dijimos utilizando simplemente la pura gravedad, sin añadir auto gravedad o hidrodinámica, fueron puentes y colas de marea por TT. Estos cálculos lograron reproducir estas estructuras como pedazos arrancados del disco por violentas fuerzas de marea. Estas características representan claramente remanentes de colisiones recientes, más que signos de una interacción

actual. Estos primeros modelos hicieron surgir muchas preguntas y la única forma de poder contestar a estas preguntas fue hacer modelos auto consistentes, por ejemplo para explicar que efecto tiene la auto gravedad en modelar puentes y colas de marea. También se reconoció después del trabajo de TT que la autogravedad tiene un papel fundamental en modelar la parte interna del disco de muchas espirales, en particular espirales con patrones bisimétricos a menudo tienen compañeras cercanas, y su estructura espiral es probablemente debida al proceso de interacción. Esta evolución de la estructura espiral se define como amplificación de swing y sucede cuando el movimiento no laminar del patrón espiral coincide por un cierto tiempo con el movimiento en epíclis de las estrellas individuales, y esto permite que se desarrolle una forma modificada de la inestabilidad de Jeans (Toomre 1981). Este mecanismo puede amplificar perturbaciones de marea, y generar rápidamente una estructura espiral de enroscado atrasado, y el cálculo también muestra que estas espirales no duran mucho tiempo y se enrollan más después de algunos periodos de rotación. Muchos grupos intentaron reproducir la estructura espiral de M 51, pero todavía en nuestros días ninguno de los modelos desarrollados para este fin logra reconstruir fielmente la estructura espiral de gran diseño de M 51 (Salo & Laurikainen 2001). En la siguiente sección vamos a hablar brevemente de la simulación numérica que se va a hacer del par KPG 390, todavía no existe una simulación numérica para este par pero la intención es, primero que todo, estudiar la configuración orbital partiendo de las trazas de interacción observadas que tenemos en nuestros cubos de datos.

### 3.4. Ingredientes de la simulación numérica del par KPG 390.

En esta tesis doctoral se estudió el par de galaxias KPG 390 de un punto de vista cinemático, obteniendo cubos de datos con el interferómetro de barrido PUMA, y recavando campos de velocidades y curvas de rotación para cada galaxia del par. Se hizo la descomposición de masa, utilizando un método de minimización con mínimos cuadrados no lineales (Levenberg-Marquardt) ajustando disco exponencial y varios tipos de halos de materia oscura, de una galaxia del par NGC 5278 y se obtuvo la distribución de masa desde la curva de rotación. La descomposición de masa de NGC 5278 se explica con más detalle en el capítulo 4. Se determinó también la orientación espacial de las dos galaxias del par para tener una idea más clara de la configuración orbital y del tipo de encuentro. El paso siguiente es hacer la simulación numérica de este par de galaxias interactuantes, considerando las trazas de interacción que se ven en nuestros cubos de datos y que todavía nos queda por analizar. En esta sección trataremos de delinear las componentes fundamentales que entrarán en el futuro experimento numérico acerca de este par de galaxias. Se utilizará el código GADGET-2 para la resolución numérica de la ecuación de Boltzmann acoplada con la de Poisson, como ya se dijo en la sección 3.2.1.

GADGET-2 es un código que es disponible para toda la comunidad científica, y sirve para efectuar simulaciones numéricas cosmológicas N-cuerpos/SPH, y calcula las fuerzas gravitacionales

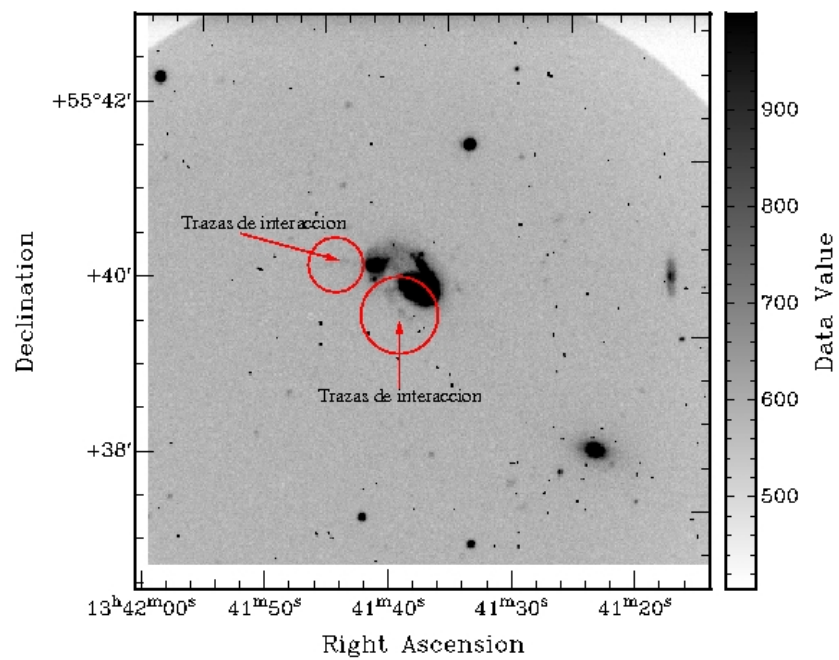


Figura 3.1 Trazas de interacción en la imagen directa de KPG 390. Los círculos rojos indican los lugares donde se ven las trazas de interacción.

con un algoritmo de árbol jerárquico, y trata los fluidos por medio de SPH. Se puede utilizar para una variedad de problemas astrofísicos, que van de galaxias interactuantes y que se fusionan hasta la formación de estructuras de gran escala en el universo.

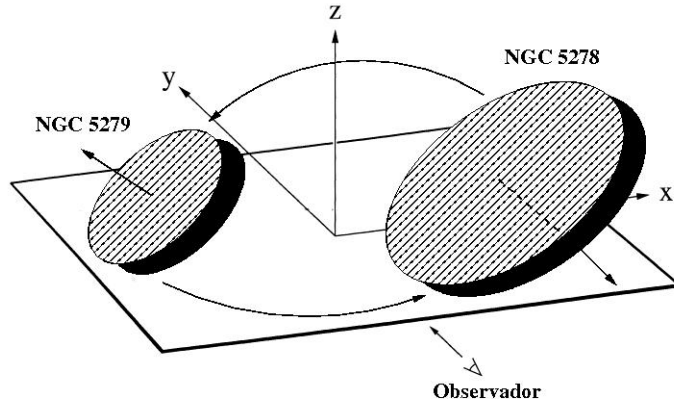


Figura 3.2 Esbozo esquemático de la posible configuración orbital de KPG 390.

En la parte restante de la sección se tratará con más detalle de los principales ingredientes que se utilizarán en la simulación numérica del par KPG 390. Se tratará el disco como un disco exponencial y el eventual bulbo como un perfil de Hernquist, para el halo se pueden utilizar sea un halo de Hernquist o de Sersic (Sérsic 1963). La parte más importante de esta simulación numérica es sin duda alguna la búsqueda de la configuración orbital, que en parte está restringida de las trazas de interacción que tenemos en nuestros cubos de datos y que todavía se tienen que analizar. En la figura 3.1 se muestran las trazas de interacción que se ven en la imagen directa de KPG 390, pero también en los cubos de datos se pueden ver estas características debidas a la interacción. En esta imagen se ven muy tenues, pero se logran distinguir con respecto a la emisión del fondo. Para determinar el tipo de órbita lo que se necesita es tener una estimación de la energía de amarre que en este caso es muy sencillo calcular dado que en nuestra análisis se calcularon las masas de cada galaxia del par, utilizando la relación  $M(R)=(0.6-1.0) (RV^2(R))/G$ , donde  $V(R)$  se obtiene de la curva de rotación y el factor 0.6 tiene en cuenta desviaciones de la simetría esférica (Lequeux 1983), la masa total y también la separación en kpc entre los miembros del par, los detalles de la determinación de masa para las dos galaxias del par se dan en el capítulo 4. La energía de amarre se define como la energía potencial gravitacional dada por  $E_{amarre} = -\frac{GM_1M_2}{r}$ , donde  $M_1$  y  $M_2$  son respectivamente las masas de NGC 5278, es decir de la componente principal, y de la secundaria, y  $r$  es la separación en kpc entre las dos componentes y  $G=6.6742 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ , los valores de las masas son  $M_1 = M_{NGC5278} = 1.6 \times 10^{10} M_{\odot}$ , para la primaria y  $M_2 = M_{NGC5279} = 2.2 \times 10^{10} M_{\odot}$  y la separación entre las dos galaxias del par es  $r = X_{12} = 16.6 \text{ kpc}$ . Si sustituimos en la relación para la energía de amarre estos valores, con las conversiones de unidades oportunas, tenemos que  $E_{amarre} = -1.8 \times 10^{58} \text{ erg}$ . Dado que la energía de amarre es negativa entonces según la mecánica



clásica hay dos posibles tipos de órbitas, la circular y elíptica dependiendo de la excentricidad. En el capítulo 4 se darán los detalles de la posible configuración orbital que fue deducida a partir de la cinemática y del reconocimiento del lado más cercano y lejano en los discos de los dos miembros del par, que fue posible gracias a la presencia de polvo en la galaxia primaria de KPG 390. En la figura 3.2 se muestra la posible configuración orbital del par KPG 390. Desde la figura 3.1, dadas las trazas de interacción visibles se puede inferir la configuración tridimensional orbital de KPG 390. La galaxia espiral NGC 5279 siguiendo una órbita elíptica ( $E_{\text{amarre}} < 0$ ) pasa a través de la galaxia espiral NGC 5278 (la primaria) y con este tipo de pasaje se podrían explicar las trazas de interacción observadas cerca de la galaxia primaria, y de la secundaria. De hecho según este esquema una parte del material se quedaría cerca de la galaxia espiral NGC 5278, como se ve en las trazas de la figura 3.1, y otra parte seguiría la galaxia espiral NGC 5279 en su órbita hasta después del pasaje, como se ve de las trazas de la figura 3.1. Estas suposiciones se fundamentan solamente en los cubos de datos que muestran las trazas de interacción arriba mencionadas, pero un análisis más certero de la evolución dinámica de este par llegará solamente con la simulación numérica detallada, que también utilizará los datos con las trazas de interacción para restringir las posibles configuraciones orbitales. En general el problema más difícil que resolver en la simulación numérica es la búsqueda de la configuración orbital que sería mucho más azarosa en el caso no existieran estas pruebas observacionales (3.1). Calculando la energía de amarre se conoce el tipo de órbita, pero la determinación de los parámetros orbitales es un proceso totalmente aleatorio, porque no se tiene ni una primera estimación a partir de la análisis observacional. El procedimiento en este caso es probar varias órbitas, del tipo determinado del signo de la energía de amarre, variando los parámetros orbitales y viendo cual configuración lleva a resultados en suficiente acuerdo con las observaciones. En el próximo capítulo vamos a hablar con más detalle del par KPG 390. La determinación de la velocidad del patrón de la barra en el caso de la galaxia NGC 3367 se describirá en el capítulo 5, y de la distribución de masa de varios pares observados recavada de la descomposición de la curva de rotación de las galaxias individuales que componen los pares en interacción considerados.



## Capítulo 4

# El análisis cinemático del par de galaxias interactuantes KPG 390.

En este capítulo se hace un estudio cinemático detallado del par de galaxias interactuantes KPG 390. Utilizando datos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA (Rosado et al. 1995), se obtienen campos de velocidad, curvas de rotación y los parámetros cinemáticos relacionados, tal como coordenadas del centro cinemático ( $x_c, y_c$ ), velocidad sistemica ( $V_{sist}$ ), ángulo de posición (AP) y la inclinación del plano de las galaxias del par con respecto al plano del cielo ( $i$ ), para cada galaxia. Se analizan también los movimientos no circulares en el disco de la galaxia primaria del par NGC 5278. Los resultados más importantes de este estudio son en primer lugar la determinación que los brazos espirales de las dos galaxias que forman el par rotan en el mismo sentido del disco subjacente, en segundo lugar está la determinación de la distribución de masa para la galaxia primaria del par NGC 5278. El primer resultado fue posible gracias a la existencia de polvo en el lado concavo de la galaxia primaria (NGC 5278) y en el lado convexo de la secundaria (NGC 5279), este hecho nos permitió determinar cual es el lado más cercano y el más lejano en ambas galaxias. Este último dato junto con el sentido de rotación dado de la cinemática y perfiles de intensidad tomados a lo largo del eje menor de ambas galaxias, nos permiten concluir que el sentido de rotación de los brazos en las dos espirales de KPG 390 es el mismo del disco subjacente. Para determinar la cantidad de materia oscura en NGC 5278, se descompone la curva de rotación de esta última galaxia en las componentes de disco y halo de materia oscura, determinando las masas de las varias componentes y parámetros fundamentales, como el radio de escala del disco y la longitud de escala del halo de materia oscura. Los detalles de este trabajo se dan a continuación, incluyendo la publicación que surgió de esta investigación.

Trabajo enviado:

■ Repetto Paolo, Margarita Rosado, Ruslan Gabbasov, Isaura Fuentes Carrera, 2010, enviado al AJ.

THE INTERACTING GALAXY PAIR KPG 390: H $\alpha$  KINEMATICSP. REPETTO<sup>1</sup>, M. ROSADO<sup>1</sup>, R. GABBASOV<sup>1</sup>, AND I. FUENTES-CARRERA<sup>2</sup><sup>1</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), Apdo. Postal 70-264, 04510 México, D.F., Mexico; [prepetto@astroscu.unam.mx](mailto:prepetto@astroscu.unam.mx)<sup>2</sup> Department of Physics, Escuela Superior de Física y Matemáticas, IPN, U.P. Adolfo López Mateos, C.P. 07738, Mexico City IPN, Mexico

Received 2009 June 25; accepted 2010 February 9; published 2010 March 11

## ABSTRACT

In this work, we present scanning Fabry–Perot (FP) H $\alpha$  observations of the isolated interacting galaxy pair NGC 5278/79 obtained with the PUMA FP interferometer. We derived velocity fields and rotation curves for both galaxies. For NGC 5278 we also obtained the residual velocity map to investigate the non-circular motions, and estimated its mass by fitting the rotation curve with disk+halo components. We test three different types of halos (pseudo-isothermal, Hernquist, and Navarro–Frenk–White) and obtain satisfactory fits to the rotation curve for all profiles. The amount of dark matter required by the pseudo-isothermal profile is about 10 times smaller than that for the other two halo distributions. Finally, our kinematical results together with the analysis of dust lane distribution and of surface brightness profiles along the minor axis allowed us to determine univocally that both components of the interacting pair are trailing spirals.

*Key words:* galaxies: individual (NGC 5278, NGC 5279) – galaxies: interactions – methods: data analysis – techniques: interferometric – techniques: radial velocities

*Online-only material:* color figures

## 1. INTRODUCTION

Interactions and mergers of galaxies are common phenomena in the universe. Isolated pairs of galaxies represent a relatively easy way to study interactions between galaxies because these systems, from a kinematical point of view, are simpler than associations and compact groups of galaxies, where so many galaxies participate in the interaction process that it is difficult to discriminate the role of each galaxy in the interaction.

In the case of isolated disk galaxies, the physical processes that determine secular evolution are internal processes (internal secular evolution). The timescale of these processes is of the order of many galaxy rotation periods and generally involves the interactions of individual stars or gas clouds with collective phenomena such as bars, oval distortions, spiral structure, and triaxial dark matter (DM) halos (Kormendy & Kennicutt 2004; Kormendy & Fisher 2008). In the case of interacting galaxies, one talks about environmental secular evolution. The timescale of the environmental secular evolution is of the same order as that of the internal secular evolution (both are slow processes). This phenomenon is driven by prolonged gas infall, by minor mergers, and by galaxy harassment. Secular evolution processes (internal or external) are slow phenomena in comparison with galaxy mergers and stripping of gas that also belong to the context of interacting galaxies and determine their evolutionary stage (Kormendy & Kennicutt 2004; Kormendy & Fisher 2008).

Long-slit spectroscopy studies (Nelson et al. 1998; Liu & Kennicutt 1995) restrict the information to only a few points in a galaxy. These kinds of studies are principally focused on axisymmetric systems such as isolated galaxies because a full rotation curve is obtained by placing the slit along the major axis of the galaxy. In the case of interacting systems, the slit is usually placed in only a few positions obtaining spectra on regions of interest. Although some kinematic information is derived, it is not possible to obtain true rotation curves of the galaxies. On the other hand, scanning interferometric Fabry–Perot (FP) observations give us kinematic information of the whole interacting system. This is very important in the case

of asymmetrical and perturbed systems as is the case with interacting galaxy pairs. Extended kinematic information can help determine the effect of the interaction process on each of the members of the system (Amram et al. 2004; Rampazzo et al. 2005; Fuentes-Carrera et al. 2007; Bizyaev et al. 2007). This technique allows more sensitivity to detect faint objects due to increased brightness and field of view and has more spatial and spectral resolution than classic spectrographs.

Obtaining kinematical information on interacting galaxy systems is useful for understanding the effect the interaction could have on each of the members of the pair (Marcelin et al. 1987; Amram et al. 1994, 2002; Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007). Rotation curve measurement, for instance, is necessary to study the mass distribution in spiral galaxies and for estimation of the amount of DM (Rubin et al. 1976; Bosma et al. 1977; Blais Ouellette et al. 2001, among other authors).

There are at least two independent methods for studying the mass distribution in paired galaxies using kinematics. The first one considers the difference in systemic velocities of the galaxy components as a lower limit to the orbital velocity of the smaller galaxy (companion) assuming a circular orbit, and the projected separation of the orbital radius of the companion galaxy, in order to estimate the lower limit mass of the larger (primary) galaxy (Karachentsev & Myneva 1984). The second one is based on the decomposition of the rotation curve, considering the contribution of various mass components such as bulge, disk, and DM halo (van Albada et al. 1985). Thus, one can compare the mass derived from the orbital velocity of the companion in a galaxy pair to the more detailed predictions of a mass model, based on the kinematics of each galaxy component.

In this work, we study the system NGC 5278/79 (known also as Arp 239 and KPG 390) belonging to a particular class of interacting pair galaxy: the M51-type galaxies. According to Reshetnikov & Klimanov (2003), the two empirical criteria to classify an M51-type pair of galaxies are that the *B*-band luminosity ratio of the components (main/satellite) varies between 1/30 and 1/3, and that the projected distance of the satellite does not exceed two optical diameters of the main component.

**Table 1**  
Parameters of NGC 5278 and NGC 5279

Parameters	NGC 5278	NGC 5279
Coordinates (J2000) <sup>a</sup>	R.A. = 13 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> 39 <sup>s</sup> .6 decl. = +55°40′14″	R.A. = 13 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> .7 decl. = +55°40′26″
Morphological type <sup>b</sup>	SA(s)b? pec	SB(s)a pec
Distance (Mpc) <sup>c</sup>	100.6	101.1
Apparent diameter (arcsec) <sup>c</sup>	80.9 ± 12.0	36.20 ± 6.30
Apparent diameter (kpc) <sup>c</sup>	39.2 ± 6.0	17.5 ± 3.10
Axis ratio <sup>c</sup>	0.71	0.72
$m_B$ (mag) <sup>d</sup>	14.29	15.20
$M_B$ (mag) <sup>d</sup>	-20.95	-20.05
Surface brightness (mag arcsec <sup>-2</sup> ) <sup>d</sup>	22.51	22.96
Systemic velocity (km s <sup>-1</sup> )	7541 <sup>e</sup>	7580 <sup>e</sup>
	7627 <sup>e</sup>	7570 <sup>e</sup>
Major axis P.A. (deg)	53:0 <sup>f</sup>	3:0 <sup>f</sup>
	42:0 <sup>e</sup>	141:5 <sup>e</sup>
Inclination (deg)	38:9 <sup>f</sup>	59:8 <sup>f</sup>
	42:0 <sup>e</sup>	39:6 <sup>e</sup>

**Notes.**

<sup>a</sup> Adelman-McCarthy et al. (2008); Jarrett et al. (2003).

<sup>b</sup> van den Bergh et al. (2003).

<sup>c</sup> de Vaucouleurs et al. (1991).

<sup>d</sup> Mazzarella & Boroson (1993).

<sup>e</sup> This work.

<sup>f</sup> Paturel et al. (2000).

In the case of NGC 5278/79, the  $B$ -band luminosity ratio is 0.30 and the projected separation is 16.8 kpc (optical diameter of the main component is 39.2 kpc as we can see from Table 1). Thus, NGC 5278/79 is classified as an M51-type pair of galaxies. M51-type galaxy pairs are interesting because the mass of the system can be evaluated, in principle, by two different ways, as mentioned above: by means of the rotation curves of each component, and by estimating the orbital motion of the satellite galaxy around the main galaxy. With the help of *Hubble Space Telescope* (*HST*) images (Windhorst et al. 2002), showing dust lanes across the nuclei of both galaxy components we can determine which are the nearest sides of the galaxies, and thus determine whether the spiral arms are leading or trailing, as well as have an extensive view of the geometric conditions of the encounter in order to perform numerical simulations. It is important to recall that according to several studies, leading spiral arms can only exist in interacting systems with retrograde encounters triggering the formation of  $m = 1$  spiral arms (Athanasoula 1978; Byrd et al. 1989, 1993; Thomasson et al. 1989; Keel 1991), conditions that, in principle, taking into account the morphology, could be fulfilled by NGC 5278/79. Thus, it is worth exploring this possibility in this particular case. These are the main motivations of this work.

In this paper, we present scanning FP observations, velocity fields, and rotation curves of this interacting galaxy pair. The aim of this study is to perform detailed kinematic and dynamic analysis of NGC 5278/79 using  $H\alpha$  kinematical data in order to study the mass distribution of this pair of galaxies with the two methods mentioned above and to determine the type of spiral arms (leading or trailing) in the galaxy members with the intention of reproducing both its morphology and kinematics with future numerical simulations that could shed more light on the interaction process. Last but not least, there are no three-dimensional (3D) spectroscopic works on this pair (neither scanning  $H\alpha$  FP nor  $H\ I$ ) or X-ray data. In Section 2, we present an overview of the observations and the data reduction

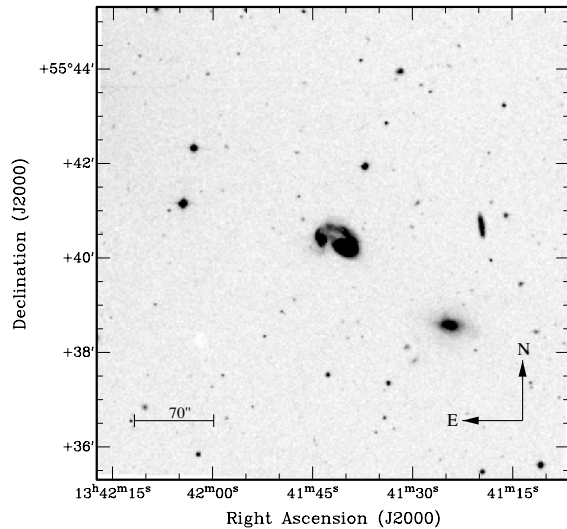
process. In Section 3, we present the derived velocity field and the associated rotation curve of each component of the pair. In Section 4, the kinematics inferred from the velocity fields and rotation curves is discussed analyzing carefully the role of non-circular motions. Section 5 is devoted to the dynamical analysis with the computation of the mass for each galaxy of the pair. The discussion is presented in Section 6, and conclusions are presented in Section 7.

### 1.1. NGC 5278/79 (Arp 239; KPG 390; Mrk 271)

This pair was first cataloged by Vorontsov-Velyaminov (1959) with the identifier VV 019. It was later included in Arp's *Atlas of Peculiar Galaxies* with the identifier Arp 239 (Arp 1966). Grouped with other objects it was classified as "appearance of fission". It appears in Karachentsev's catalog of isolated pairs of galaxies (Karachentsev 1972) as KPG 390. According to Karachentsev's classification, NGC 5278 is the primary galaxy of the pair (i.e., the main component) and NGC 5279 is the secondary one (i.e., the satellite, according to the discussion on M51-types of galaxy pairs given above). In the *Uppsala General Catalog of Galaxies*, NGC 5278 and NGC 5279 are identified as UGC 08677 and UGC 08678, respectively (Nilson 1973). The main data about this pair are collected in Table 1. There are not many works on this pair in the literature. The existing works are of statistical character mostly, as part of vast surveys of interacting galaxies (Turner 1976; Cutri & McAlary 1985; Klimanov & Reshetnikov 2001).

The pair consists of two spiral galaxies NGC 5278 and NGC 5279 (Figures 1 and 2). In the Digitized Sky Survey (DSS) blue band image shown in Figure 1 the bridge region is evident, fainter than the continuum emission of the two components of KPG 390.

Figure 2 shows a *HST* image from Windhorst et al. (2002). These authors, by means of images observed with the *HST* Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) at several UV-wavelengths,

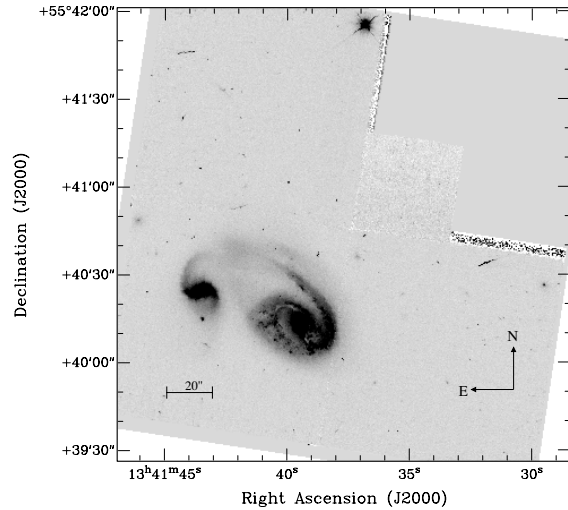


**Figure 1.** DSS blue band image of Arp 239. The northeast direction and the scale are indicated in this figure.

notice that the inner parts of both components show significant dust lanes and observe that part of the dust seems to spread along one of the arms. The most remarkable feature is a very curved thin dust lane that drapes across the primary galaxy. This dust lane starts near the southern spiral arm of NGC 5278, curves around the small nuclear bulge of this galaxy, and appears in the spiral arm connecting the two galaxies in the northeast direction as one can see in Figure 2. The presence of dust lanes in this M51-type pair allows us to determine the tilt of the galaxy (nearer or farther side) once we know the kinematics as will be discussed later on.

The *HST* images also show that the encounter clearly distorts the galaxy disks of both components. The result is the formation of tidal tails and excitation of a strong  $m = 1$  mode in NGC 5278.

Keel et al. (1985) present spectra of NGC 5278/9, in an attempt to investigate the nuclear activity of the pair, and classify this interacting pair as an intermediate class between Seyfert 2 nuclei and LINERs (both galaxies). Radio observations in the 21 cm H I line found an H I flux of  $1.71 \text{ Jy km s}^{-1}$  and a total H I mass of  $2.8 \times 10^{10} M_{\odot}$  (Bushouse 1987). Recently, Condon et al. (2002) identified KPG 390 as a radio source stronger than  $2.5 \text{ mJy}$  at 1.4 GHz from the NRAO VLA sky Survey (NVSS). These authors give a 1.4 GHz flux density of  $23.1 \text{ mJy}$ . The broadband CCD images of this pair presented by Mazzarella & Boroson (1993) reveal a number of regions of enhanced brightness, the brightest one being located in NGC 5279. These authors find morphological properties, luminosities, and colors of this system, and also give photometry of the individual nuclei and giant H II regions of KPG 390 or Mrk 271. As this pair is labeled as Markarian, it is very prominent in *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) images (Martin et al. 2005). A glimpse at FUV and NUV images reveals a bridge between the two galaxies, being much brighter in NUV. Such UV emission is generally associated with regions of intense star formation. Thus, the star formation along the bridge may be induced by a recent tidal passage. In the disk of NGC 5278 and NGC 5279, the emission is irregular and no apparent gradient of emission is observed.



**Figure 2.** *HST* image at  $\lambda = 8230 \text{ \AA}$  with the F814W filter (Windhorst et al. 2002).

Mazzarella & Boroson (1993) use long-slit spectrometers of low spectral resolution to derive spectroscopic data of KPG 390. Klimanov et al. (2002) by means of long-slit spectroscopy find that both galaxies rotate in opposite directions. An interesting detail noted by those authors is a large discrepancy between dynamic and photometric centers of both components (off-centered in positions:  $3''$  (1.4 kpc) for NGC 5278 and  $6''$  (2.9 kpc) for NGC 5279).

Concerning the closest environment of the pair, in the west side of Figure 1 (field of  $10'$ ) two neighbor galaxies are clearly visible: UGC 8671 seen as edge-on elliptical and MCG+09-22-094. The radial velocity of UGC 8671 is  $7589 \text{ km s}^{-1}$  (Falco et al. 1999) and the radial velocity of MCG+09-22-094 is  $11,700 \text{ km s}^{-1}$  (van den Bergh et al. 2003). According to Karachentsev (1972), the difference in radial velocity for galaxies to be an interacting system should be  $\Delta V \leq 500 \text{ km s}^{-1}$ . For this reason, MCG+09-22-094 is a false neighbor and in the case of UGC 8671  $\Delta V \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ , so perhaps this galaxy is a member of KPG 390. Despite the lack of information on the mass of UGC 8671, using the values of the major axis  $33''$  (Nilson 1973) and the B-band magnitude 14.50 (de Vaucouleurs et al. 1991), we infer that the mass of UGC 8671 is very similar to the mass of NGC 5279 (see Table 1). In order to determine if UGC 8671 is part of a group with NGC 5278 and NGC 5279 we check whether this galaxy satisfies the basic isolation criterion (Karachentsev 1972). Karachentsev examines galaxies with apparent magnitudes of pair members  $m \leq 15.7$ . The parameters of the basic isolation criterion are  $\chi = 5$ ,  $\xi = 0.5$ ,  $\lambda = 4$  and the angular diameters of NGC 5278, NGC 5279, and UGC 8671 are  $a_1 = 81''$ ,  $a_2 = 36''$ , and  $a_3 = 33''$ , respectively (see Table 1). Applying the basic isolation criterion to these data we see that the angular diameter of UGC 8671 does not occur in the interval  $\xi a_1 \leq a_3 \leq \lambda a_1$ ; it occurs instead in the interval  $\xi a_2 \leq a_3 \leq \lambda a_2$ . In the first case, KPG 390 is an isolated pair of galaxies. In the second case, it satisfies the inequality  $x_{23}/x_{12} \geq \chi a_3/a_2$  and, consequently, this pair can also be considered as isolated according to the basic criterion. Thus, according to Karachentsev's criteria, the UGC 8671 does not belong to KPG 390. On the other hand, there are at least 13

other galaxies that are visible in a larger field of a 25' DSS blue image (not presented in this work). In the southwest direction, there are two galaxies, PGC 2507704 and PGC 2509387, respectively, with radial velocities of 10,992 km s<sup>-1</sup> and 7358 km s<sup>-1</sup>. In the northeast direction five other galaxies are located: PGC 2513261, PGC 2514229, SDSS J134224.97+554926.0, PGC 2515693, and PGC 2516823, respectively, with radial velocities of 7575 km s<sup>-1</sup>, 20,848 km s<sup>-1</sup>, 12,504 km s<sup>-1</sup>, 21,573 km s<sup>-1</sup>, and 20,293 km s<sup>-1</sup>. Six other galaxies are clearly visible in the southeast direction: IC0922, PGC 2507810, PGC 2505734, IC 0918, IC 0919, and PGC 2505000, respectively, with radial velocities of 19,955 km s<sup>-1</sup>, 21,006 km s<sup>-1</sup>, 21,328 km s<sup>-1</sup>, 21,183 km s<sup>-1</sup>, 10,555 km s<sup>-1</sup>, and 10,453 km s<sup>-1</sup> (Abazajian 2004). The present identification is partial because there are other fainter and smaller galaxies that we cannot distinguish in the DSS blue image. The galaxies PGC 2509387 and PGC 2513261 have  $\Delta V \leq 200$  km s<sup>-1</sup> with respect to KPG 390, but diameters 11".85 and 9".69 such that they do not satisfy the basic criterion of Karachentsev (1972).

It would be useful to complement our H $\alpha$  kinematic study with EVLA H I observations with high spatial extent and resolution. The 21 cm radio observations could reveal extended features of ongoing interaction, providing additional information on kinematics of the KPG 390 environment.

## 2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

Observations of NGC 5278/79 (Arp 239, KPG 390) were done in 2002 July at the  $f/7.5$  Cassegrain focus of the 2.1 m telescope at the Observatorio Astronómico Nacional in San Pedro Mártir (México), using the scanning FP interferometer PUMA (Rosado et al. 1995). We used a 1024  $\times$  1024 site CCD detector and considered only the central 700  $\times$  700 pixels corresponding to a field of view of 3'.5  $\times$  3'.5, encompassing the two galaxy components. The resulting image layout after a 2  $\times$  2 binning in both spatial dimensions was 350  $\times$  350 pixels with a spatial sampling of 1".16 pixel<sup>-1</sup>. In order to isolate the redshifted H $\alpha$  emission, we used an interference filter centered at 6750 Å with a FWHM of 50 Å. PUMA is a focal reducer built at the Instituto de Astronomía-UNAM used to make direct imagery and FP spectroscopy of extended emission sources (field of view 10'). The FP used is an ET-50 (Queensgate Instruments) with a servostabilization system having a free spectral range of 19.95 Å (912 km s<sup>-1</sup>) at H $\alpha$ . Its finesse ( $\sim 24$ ) leads to a sampling spectral resolution of 0.41 Å (19.0 km s<sup>-1</sup>) which is achieved by scanning the interferometer free spectral range through 48 different channels (Rosado et al. 1995).

To average the sky variations during the exposure, we got two data cubes with an exposure time of 96 minutes each (120 s per channel). These data cubes were co-added leading to a total exposure time of 192 minutes. For calibration we used a Ne lamp whose  $\lambda = 6717.043$  Å was close to the redshifted nebular wavelength. Two calibration cubes were obtained at the beginning and at the end to check the metrology.

The parabolic phase map was computed from the calibration rings in order to obtain the reference wavelength for the line profile observed inside each pixel. The instrumental and observational parameters are shown in Table 2.

The data reduction and most of the analysis were done using the ADHOCw<sup>3</sup> software. Standard corrections were done on each of the cubes: removal of cosmic rays and bias

**Table 2**  
Instrumental and Observational Parameters

Parameter	Value
Telescope	2.1 m (SPM)
Instrument	PUMA
Detector	Site3 CCD
Detector size (pixels)	(1024 $\times$ 1024)
Image scale (2 $\times$ 2 binning)	1".16
Scanning FP interferometer	ET-50
FP interference order at H $\alpha$	330
Free spectral range at H $\alpha$ (Å)	19.95
Spectral sampling at H $\alpha$ (Å)	0.41
Interference filter (Å)	6750
Total exposure time (minutes)	192
Calibration line (Å)	6717.043 (Ne)

subtraction. In this case, the object cubes do not show a significant night sky continuum or OH sky lines pattern. No spatial or spectral smoothing was applied to the data. Through the scanning process, we obtained for each pixel a flux value at each of the 48 velocity channels. The velocity profile found along the scanning process contains information about the monochromatic emission (H $\alpha$ ) and the continuum emission of the object. The continuum image computation was done considering the mean of three channels with lowest intensities. For the H $\alpha$  image, the H $\alpha$  line intensity was obtained by adding those channels (from 17 to 30) of the wavelength data cube for which the diffuse bridge emission was stronger. The seeing of the H $\alpha$  image is 2".3 and the signal-to-noise ratio is 4. The velocity maps were computed using the barycenter of the H $\alpha$  velocity profile at each pixel. We mask the velocity field excluding a rectangular area which contains the part of the radial velocity map corresponding to KPG 390. Then we superimpose on the resulting velocity field the radial velocity profiles and delete every pixel that shows too low signal-to-noise ratio. In addition, we build the FWHM map by fitting Gaussians to every pixel of the wavelength data cube.

## 3. RESULTS

In this section, we present the analysis of H $\alpha$  images and velocity fields of the KPG 390, and describe the obtained rotation curves.

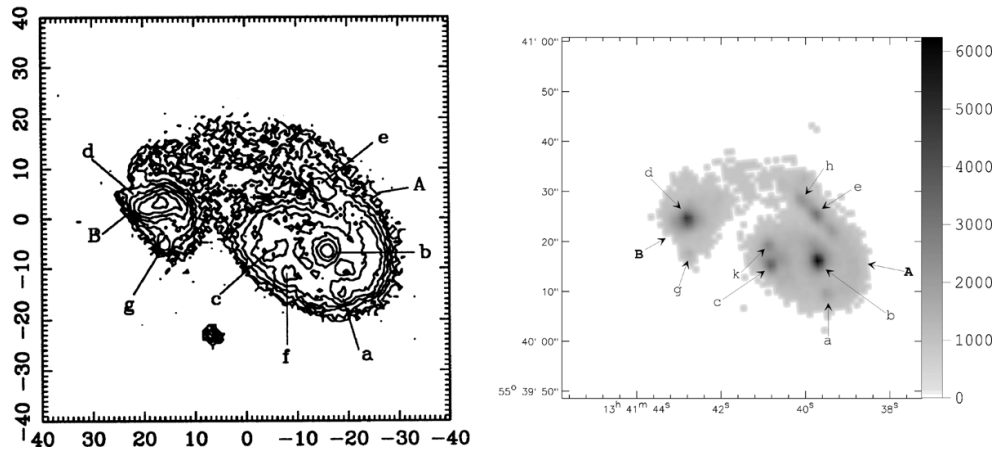
### 3.1. H $\alpha$ Image

Figure 3 shows the H $\alpha$  image of the pair KPG 390 obtained from our FP interferograms, as described in Section 2. We compare this map with the image by Mazzarella & Boroson (1993, their Figure 1).<sup>4</sup> Those authors present contour diagrams of  $B$ -band images and find at least five giant H II regions, named with small case letters a, c, e, f, and g. The letters  $d$  and  $b$  refer to the nuclei of the two components. In our monochromatic map, at least six giant H II regions are clearly visible, and four of these regions coincide with zones g, c, a, and e of Mazzarella & Boroson (1993). The giant H II region f is not visible in our map, but there are two other giant H II regions that are missing in the map of those authors (k and h, respectively, in Figure 3). In the presented monochromatic map, the nuclei of the two components are clearly visible, named with the same convention of Mazzarella & Boroson (1993). Moreover, the region between the two components of the pair is also present

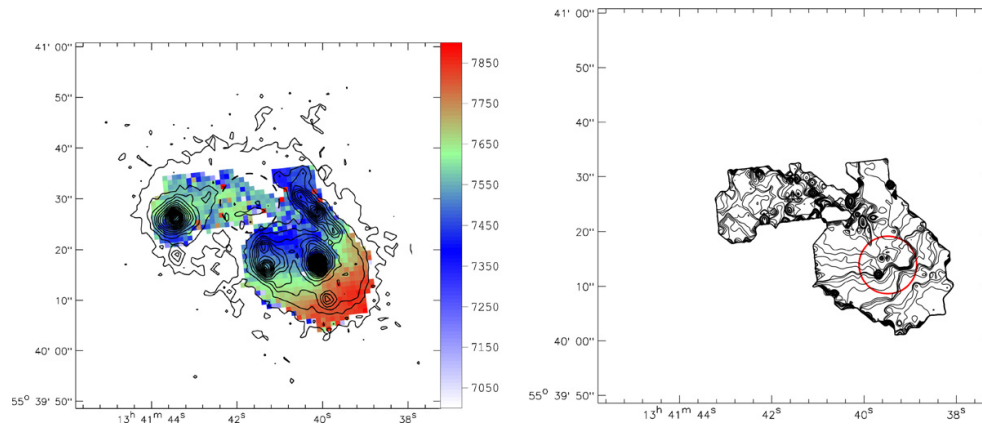
<sup>3</sup> <http://www.oamp.fr/adhoc/> developed by J. Boulesteix.

<sup>4</sup> Reproduced by permission of the AAS.





**Figure 3.** Left: H II region identification by Mazzarella & Boroson (1993). Contour levels range from 26 to 17 mag arcsec<sup>-2</sup>. Right: H $\alpha$  image of NGC 5278/79, obtained in this work, with identification of visible H II regions. Capital letters refer to the components of KPG 390.



**Figure 4.** Left: the full velocity field of KPG 390 (Arp 239) with overplotted H $\alpha$  image isophotes. The isophotes are separated by a factor of 200 in arbitrary intensity units and the color scale shows heliocentric systemic velocity in km s<sup>-1</sup>. The dashed circle indicates the bridge region. Right: the isovelocity contours are shown from 7009 to 7921 for every 20 km s<sup>-1</sup>. The circle indicates strong deviation from circular motions in the inner disk of NGC 5278.

in our image. This region is also visible in the *B*-band contour of Mazzarella & Boroson (1993). In the right panel of Figure 3, in the northeastern side of the primary component of the pair, we see clearly the bridge component between the two galaxies probably induced by the interaction. The bridge begins at the end of the spiral arm of NGC 5278 where the brighter H II regions in the arm of NGC 5278 totally disappear and the H $\alpha$  emission changes into fainter diffuse emission. The bridge region ends in the proximity of the northwestern part of the disk of NGC 5279.

### 3.2. Velocity Fields

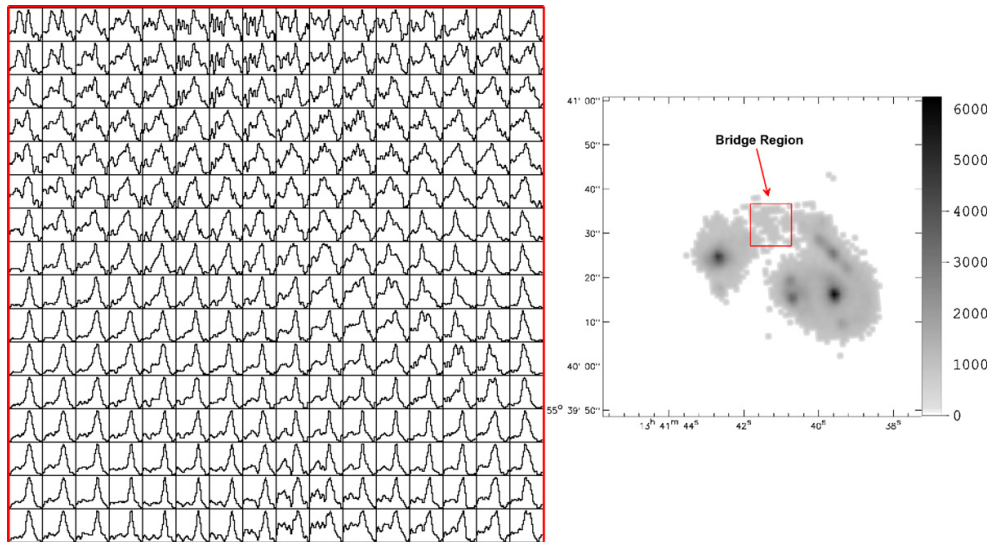
The total velocity field of KPG 390 with each component of the pair and the bridge is shown in Figure 4 with H $\alpha$  isophotes superposed. The outer isophote clearly shows a common envelope enclosing both galaxies.

The velocity field is far from regular and quite distorted as one can see in the isovelocity contours map shown in the right panel of Figure 4. In the disk of NGC 5278, the radial velocity values are in the range 7400–7860 km s<sup>-1</sup>. On the other hand, inside the disk region of NGC 5279 the radial velocity values are in the range (7550–7650 km s<sup>-1</sup>). For NGC 5279 the mean

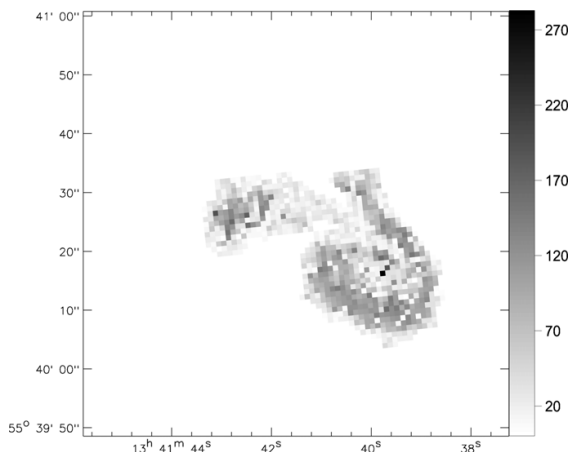
radial velocity value is of  $\approx 7600$  km s<sup>-1</sup>. The radial velocity values in the bright arm region of the primary galaxy (north side of NGC 5278) are in the range 7350–7480 km s<sup>-1</sup>. In this zone, the velocity profiles are slightly broader than those in the disk of NGC 5278.

In the bridge region indicated by a dash circle in Figure 4, the radial velocity profiles are double, or distorted, and the kinematics is more complicated. Such profiles shown in Figure 5 (region inside the square) have a main radial velocity component and a faint secondary one. In this figure, the north part shows profiles with lower signal-to-noise ratio, whereas in the south part the profiles have higher signal-to-noise ratio. The mean radial velocity of the brightest peak in the double profiles of the bridge region is  $\approx 7600$  km s<sup>-1</sup>, which is close to the mean systemic velocity of both galaxies. The faintest velocity component (at 7200–7330 km s<sup>-1</sup>) could be associated with an extended gas outflow due to the interaction. This outflow would also be responsible for the zone of peculiar velocities discussed in the following section.

We also present the dispersion velocity map obtained from the FWHM map in Figure 6. The map shows that wider profiles



**Figure 5.**  $H\alpha$  radial velocity profiles showing the region of interaction between the two galaxies, superposed onto the  $H\alpha$  image of KPG 390. The profiles are normalized by the corresponding intensity in each pixel. The square indicates the region of double profiles displayed on the left. These are the original spectra. (A color version of this figure is available in the online journal.)



**Figure 6.** Velocity dispersion field of KPG 390 obtained from the FP velocity cubes. The color bar scale numbers are heliocentric velocity dispersions in  $\text{km s}^{-1}$ .

are concentrated in the inner disk of both galaxies and along the spiral arms of NGC 5278. In the bridge region, the FWHM is smaller, contrary to the broadening that is expected as a result of interaction.

Summarizing, we conclude that there is a transference of material between the two components of the pair, indicating the ongoing interaction process.

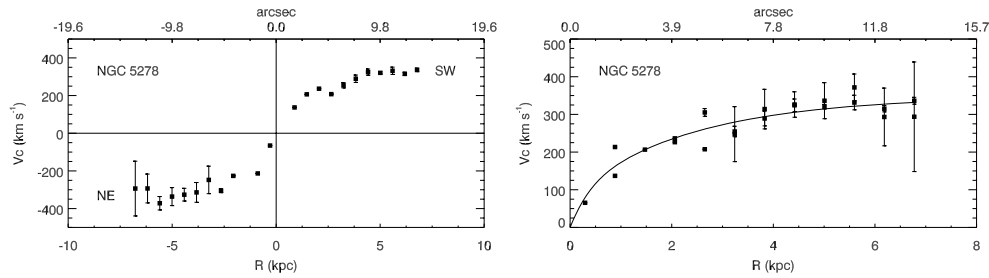
### 3.3. Rotation Curves

Following Fuentes-Carrera et al. (2002, 2004) we obtain the rotation curve (RC) of each galaxy. The rotation curves were obtained from the corresponding velocity fields considering the pixels within a given angular sector along the major axis. The main caution is to exclude the spurious pixels near the major

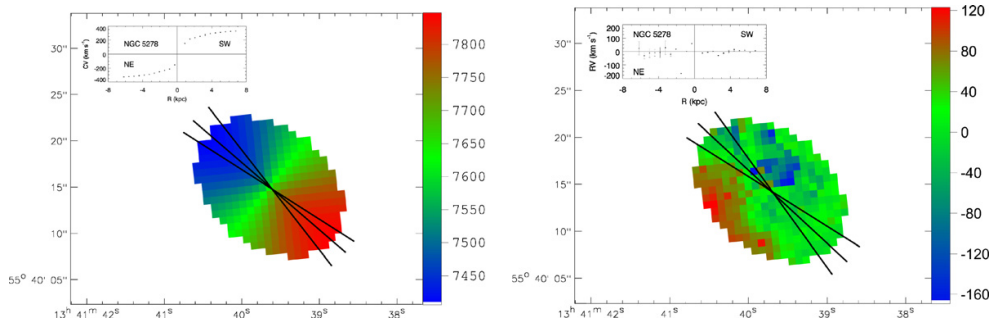
axis leading to a strong dispersion of the points of the rotation curve. The exclusion of those points guarantees us the symmetry of both sides of the rotation curve. We can see from the velocity fields that the inner parts of these two galaxies are not strongly perturbed by the interaction process. This is true at least up to a certain radius. In the case of NGC 5278, this radius is  $\approx 7$  kpc ( $\approx 14''$ ) and for NGC 5279 it is  $\approx 6$  kpc ( $\approx 12''$ ). Thus, we can accurately determine the rotation curve of both galaxies considering a region of the velocity field within a sector of a specified angle inside these radii.

#### 3.3.1. NGC 5278

The rotation curve of NGC 5278 was obtained with pixels in the velocity field within an angular sector of  $20^\circ$  around the galaxy major axis. The photometric center of this galaxy is the position of the brightest pixel in the continuum map. The physical coordinates of the photometric center are R.A. =  $13^{\text{h}}41^{\text{m}}39^{\text{s}}.36$  and decl. =  $55^\circ40'47''.13$ . The kinematic center, derived as the position around the photometric center at which the scatter in rotation curve is minimized, is R.A. =  $13^{\text{h}}41^{\text{m}}39^{\text{s}}.33$  and decl. =  $55^\circ40'44''.39$ . The kinematic center used to compute the rotation curve of this galaxy matches the photometric center within  $2''.4$ . We compare the kinematical parameters for this galaxy with those given in the literature. The kinematic parameters that give us the most symmetric, smooth, and low-scattered curve inside a radius of  $12''$  are position angle (P.A.) =  $(42 \pm 2)^\circ$ ,  $i = (42 \pm 2)^\circ$ , and  $V_{\text{sys}} = (7627 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$ . Comparing the values of the kinematic parameters with values found in the LEDA database (see Table 1) we notice that they differ. In this database, the P.A. value is  $53^\circ 0$ , the inclination with respect to the plane of the sky is  $39^\circ 6$  which is almost the same value we find, and the systemic velocity is  $7559 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ . These discrepancies are principally due to the different methods used to determine these parameters (photometric methods in the case of inclination and P.A. and slit spectroscopy methods in the case of systemic velocity).



**Figure 7.** Left: rotation curve of NGC 5278 for both sectors of the galaxy superposed: approaching (NE) and receding (SW) parts. Right: both parts of the rotation curve overplotted together with an exponential fit. The error bars are dispersion of values within the considered sector.



**Figure 8.** Left: synthetic circular velocity field of NGC 5278. Right: residual velocity field of NGC 5278. The values are heliocentric systemic velocities in  $\text{km s}^{-1}$ . The inset panels show the rotation curve obtained in corresponding sectors of  $20^\circ$ .

The rotation curve shown in Figure 7 extends only up to 6.8 kpc (equivalent to  $13''.3$ ), because after this point the scatter is so large that the results are not reliable. As one can see, the rotation curve is rather symmetric, has low scatter, and rises rapidly till  $R = 1.5$  kpc ( $3''$ ), reaching the velocity of  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ . After this point, the curve slowly reaches the maximum rotation velocity of  $350 \text{ km s}^{-1}$  at  $R = 5.8$  kpc ( $11''.5$ ). The latter two points show a slow decay to  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ . In order to investigate the peculiar velocities in the disk of NGC 5278, we constructed an artificial velocity field using the fit to the averaged rotation curve shown in Figure 7. Then we subtracted the created field from the observed one, and obtain the residual velocity field. The resultant fields are shown in Figure 8. The synthetic velocity field shown in the left panel of Figure 8 was limited by the extension of the rotation curve, and does not cover the entire velocity field of NGC 5278. The inset shows the rotation curve obtained within the same angular sector as the rotation curve in Figure 7.

The residual velocities shown in the right panel of Figure 8 are quite small, except for a point with  $\sim -167 \text{ km s}^{-1}$  which belongs to a strongly perturbed region located to the north of the disk (the inset of Figure 8). In the rotation curve fit shown in Figure 7 this point was not included.

The position–velocity diagrams (PVDs) extracted along the major and minor kinematic axes of NGC 5278 bring information about the symmetry of the disk. As shown in Figure 9, the PVD along the major axis resembles the shape of the rotation curve. However, the distribution of the  $H\alpha$  intensity is not symmetric, being fainter in the NE side. On the contrary, the PVD along the minor axis is strongly asymmetric showing a bright region on the SE, and a fainter region on the NW. Such asymmetries are usually associated with radial motions of the gas inward or outward. The bright region on the SE, corresponding to the

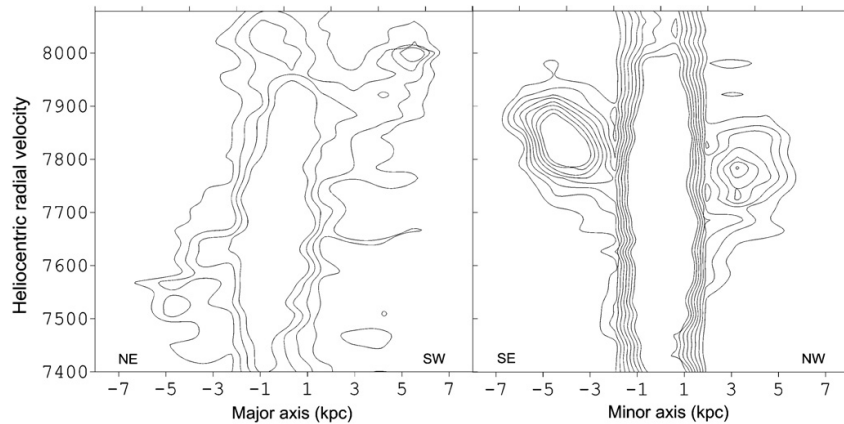
southern spiral arm, differs by  $\approx 80 \text{ km s}^{-1}$  from the NW side. These regions reflect the zones of large residuals observed in Figure 8. We also extracted PVDs parallel to the minor axis at positions  $\pm 3$  kpc from the kinematic center and found a similar asymmetry in velocity.

### 3.3.2. NGC 5279

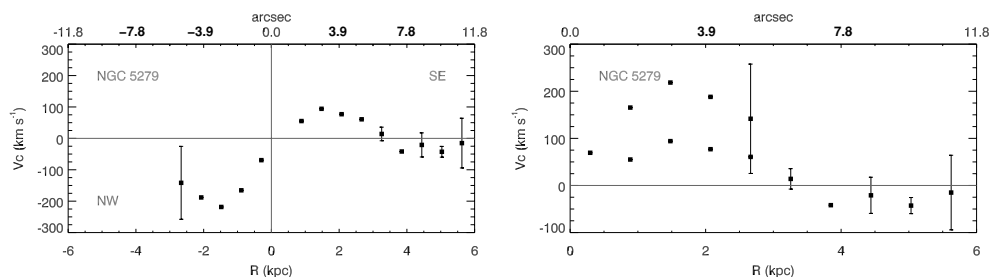
The brightest pixel of NGC 5279 in our continuum map has coordinates: R.A. =  $13^{\text{h}}41^{\text{m}}44^{\text{s}}.240$  and decl. =  $55^\circ 41' 1''.45$ . The coordinates of the kinematical center are R.A. =  $13^{\text{h}}41^{\text{m}}43^{\text{s}}.901$  and decl. =  $55^\circ 41' 0''.32$ . The kinematic center used to obtain the rotation curve matches the photometric center within  $2''.6$ . The kinematic parameters that reduce significantly the asymmetry and scatter in the rotation curve were in this case P.A. =  $(141.5 \pm 1)^\circ$ ,  $i = (39.6 \pm 1)^\circ$ , and  $V_{\text{sys}} = (7570 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$ .

As in the case of NGC 5278 we compare the P.A. of the major axis, the inclination, and the systemic velocity with the values of LEDA and NED database. According to LEDA, the P.A. =  $3^\circ$  and the inclination is  $i = 59^\circ.8$  and the NED database gives for the systemic velocity  $7580 \text{ km s}^{-1}$ . From these data we see that the major discrepancies with our results are in the values of P.A. and inclination. In Table 1, we compare our results and the parameters given in the literature.

In order to minimize the asymmetry and scatter within a radius of  $12''$  in the rotation curve of NGC 5279, we choose an angular sector of  $20^\circ$  around the major axis of the galaxy. Figure 10 presents the rotation curve of NGC 5279: as an approaching (NW) and a receding (SE) side, and the superposition of both. From Figure 10, it is clear that the rotation curve of NGC 5279 has a very unusual behavior. Due to the lack of data points it was impossible to minimize the scattering and asymmetries of the rotation curve. A high asymmetry of both parts of the rotation



**Figure 9.** Position–velocity diagrams of NGC 5278 along the kinematic major axis (left), and along the kinematic minor axis (right). The contours are separated by 20 arbitrary units ( $0.33\sigma$ ), and the minimum contour level corresponds to  $1.6\sigma$ .



**Figure 10.** Left: rotation curve of NGC 5279 for both sectors of the galaxy: approaching (NW) and receding (SE) sides. Right: both parts of the rotation curve overlotted. The error bars represent dispersion of velocity points within the considered sector.

curve did not allow us to make a reliable fit, so we discuss them separately.

The approaching part of the rotation curve reaches the maximum velocity of  $-142 \text{ km s}^{-1}$  at a radius of  $-2''.7$ . Here the velocity is of  $-142 \text{ km s}^{-1}$ . It is impossible to say if there is an actual decrease of the rotation velocity because after the radius of  $-5''.52$  we have no points available. A similar behavior is observed in the receding part of the rotation curve which reaches the velocity  $\sim 94 \text{ km s}^{-1}$  at  $3''.3$ . After this point, the curve presents a decrease up to zero at the radius  $5''.52$ , and even shows the change of direction of the rotation. Beyond this radius the determination of the rotation curve is not possible due to high data scattering.

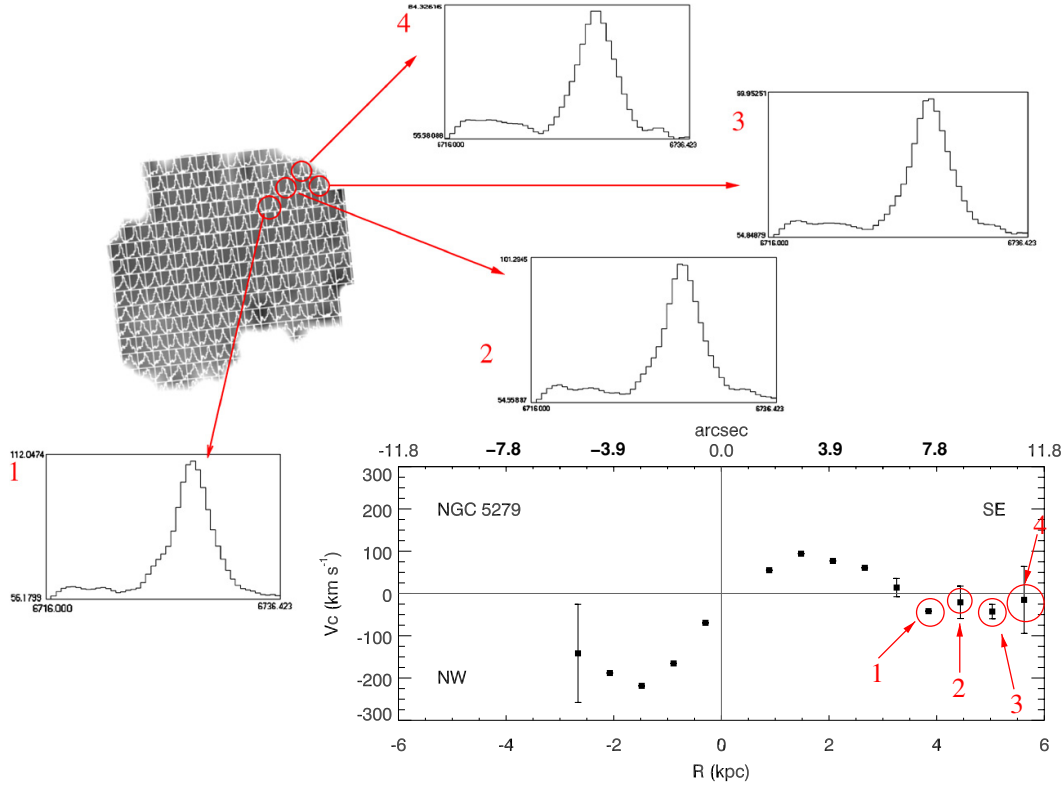
It is clear that the behavior of this side is very unusual. In the receding half of the RC there are four points that are lower than zero. The first is at  $r = 7''.43$  and has a rotational velocity of  $-42 \text{ km s}^{-1}$ . The second point is at  $r = 8''.56$  with a rotational velocity of  $-21 \text{ km s}^{-1}$ . The third point is at  $r = 9''.77$  and its rotational velocity is  $-43 \text{ km s}^{-1}$ . The fourth point is at  $r = 11''.07$  and its rotational velocity is  $-15 \text{ km s}^{-1}$ . We identify the regions corresponding to these four points in the velocity field of NGC 5279 shown in Figure 11 and we have not found any evidence of double profiles nor any other anomalous issue that could help explain the discrepancy in the velocities of these regions. The superposition of the  $H\alpha$  image and the velocity field of NGC 5279 helps us realize that these regions belong to the external part of the disk of this galaxy. In this zone, the material rotating around the NGC 5279 is more influenced by the bridge

region between the two galaxies than by the inner part of the disk of NGC 5279. A possible explanation is that material of NGC 5279 is dragging along the bridge between the two galaxies in opposite direction. The interaction can explain the observed high degree of non-axisymmetry, seen in the superposition of the approaching and receding sides of the rotation curve of NGC 5279 in Figure 10.

The asymmetry of the rotation curve did not allow us to perform a detailed analysis of the velocity field of NGC 5279.

#### 4. MASS ESTIMATES USING DYNAMICAL ANALYSIS

A range of possible masses was computed for each galaxy of this pair using an estimate described by Lequeux (1983). This estimation consists of the calculation of the mass  $M(R)$  up to a certain radius where the rotation velocity  $V_c(R)$  has been measured. For spiral galaxies,  $M(R)$  is in the range  $\kappa R V_c^2(R)/G$ , the coefficient  $\kappa \in [0.6 - 1.0]$  whose limit values stand for the case of galaxies dominated by a flat disk or a massive spherical halo, respectively. For NGC 5278 the maximum velocity of  $350 \text{ km s}^{-1}$  is reached at the radius of  $R_{\text{max}} = 11''.5$  equivalent to  $5.6 \text{ kpc}$ . For this galaxy, the mass in the case of a flat disk is  $M_{\text{flat}}^1 = 9.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ , where  $M^1$  indicates the mass of the primary galaxy. If we consider the spherical case, the mass is  $M_{\text{sph}}^1 = 1.6 \times 10^{11} M_{\odot}$ . For NGC 5279 the maximum velocity of  $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$  is achieved at  $R_{\text{max}} = 3''.0$  equivalent to  $1.5 \text{ kpc}$ . For this galaxy the mass considering the flat disk case is  $M_{\text{flat}}^2 = 1.3 \times 10^{10} M_{\odot}$  and in the



**Figure 11.** Velocity field of NGC 5279 with superposed radial velocity profiles. Profile identification for the four negative points in the rotation curve. (A color version of this figure is available in the online journal.)

spherical case is  $M_{\text{sph}}^2 = 2.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ , where  $M^2$  indicates the mass of the secondary galaxy. One should note also that the rotation curve is very unusual in this case, a fact that may significantly influence the determination of the mass.

A second mass estimate is obtained using the relation of Karachentsev & Myneva (1984) to compute the mass of the pair from their orbital motion, assuming a circular orbit:

$$M_{\text{orbital}} = \frac{32}{3\pi} \left( \frac{\Delta V^2 \times X_{12}}{G} \right), \quad (1)$$

where  $\Delta V$  is the difference between the systemic velocities of the galaxies,  $X_{12}$  is the projected separation between the nucleus of each galaxy,  $G$  is the gravitational constant, and  $32/3\pi$  is the mean value of the projection factor for circular motion of the members of the pair and isotropic orientation of the orbits. For KPG 390 we have  $\Delta V = 57 \text{ km s}^{-1}$  and  $X_{12} = 16.6 \text{ kpc}$ . Assuming that  $\Delta V$  corresponds to a lower limit value for the orbital motion of the pair, we obtain  $M_{\text{orbital}} \geq 4.27 \times 10^{10} M_{\odot}$ . This is less than the values obtained for  $M^1$ , following the Lequeux method. Moreover, the sum of the individual masses of galaxies in the spherical case is  $1.8 \times 10^{11} M_{\odot}$  while in the flat disk case is  $1.1 \times 10^{11} M_{\odot}$ . In both cases  $M_{\text{orbital}} < M_{\text{sum}}$  and the ratios between these values are  $M_{\text{sum}}/M_{\text{orbital}} = 4.3$  in the spherical case and  $M_{\text{sum}}/M_{\text{orbital}} = 2.6$  in the disk flat case. Consequently, the orbital mass method based on statistical grounds does not allow an accurate estimation of the masses. On the other hand, the Lequeux estimation is limited by the radial

range adopted in the calculation of the galaxy mass. Thus, none of the above approaches allows us a precise mass estimation.

#### 5. MASS COMPUTATION FROM ROTATION CURVE DECOMPOSITION OF NGC 5278

In order to accomplish the rotation curve decomposition of NGC 5278, we consider that the galaxy has two components that contribute to the rotation curve: an exponential disk and a massive DM halo. The disk was assumed to be thin and not truncated with an exponential density distribution (Freeman 1970) expressed by the relation

$$\Sigma = \Sigma_0 e^{-r/h}, \quad (2)$$

where  $\Sigma$  is the surface density of the disk,  $\Sigma_0$  is the central surface density, and  $h$  is the scale length of the disk.

Photometric observations provide the surface brightness profiles from which we can obtain the central surface brightness,  $\mu_0$ , in magnitude units and the disk scale length in kpc. In order to transform these observable parameters to mass density distribution, it is assumed that the  $M/L$  ratio is uniform and constant over the disk. In principle, the disk  $M/L$  could be known from photometric and spectroscopic observations of the disk which allow us to know the colors, or to perform a population synthesis analysis.

We tested three different types of DM halos: the Hernquist halo (Hernquist 1990), the Navarro–Frenk–White halo (NFW;

Navarro et al. 1996), and spherical pseudo-isothermal halo. The density profile of the Hernquist halo is given by

$$\rho(r) = \frac{M a}{2\pi r (r+a)^3}, \quad (3)$$

where  $M$  is the total mass and  $a$  is a length scale (Hernquist 1990). The density profile of the NFW halo is (Navarro et al. 1996)

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_{\text{crit}}}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (4)$$

where  $r_s = r_{200}/c$  is a virial radius and  $\rho_{\text{crit}} = 3H_0^2/8\pi G$  is the critical density, the Hubble constant  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\delta_c$ , and  $c$  are dimensionless parameters which are mutually related. The mass of the halo is determined by  $r_{200}$  with the relation  $M_{200} = 200\rho_{\text{crit}}(4\pi/3r_{200}^3)$ . The spherical pseudo-isothermal halo has a density profile given by the relationship

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

where  $\rho_0$  is the central density of the halo and  $r_c$  is the core radius of the halo.

To accomplish the rotation curve decomposition we fit the rough rotation curve data using an exponential function (Figure 7). Then we use this fit to perform the disk–halo decomposition. We perform the rotation curve decomposition only for NGC 5278 using the photometric data given by Mazzarella & Boroson (1993) and the LEDA<sup>5</sup> database (Paturel et al. 2003). Mazzarella & Boroson (1993) present the values of the Holmberg radius of the stellar disk of the galaxy, the mean  $B$ -band surface brightness inside this radius, and the apparent magnitude in the  $B$  band for both galaxies. The LEDA database provides the length of the projected major axis of the galaxy at the isophotal level 25, and the corresponding  $B$ -band surface brightness. From these two relations we obtain the central surface brightness,  $\mu_0 = 20.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$  and disk scale length of 11 kpc. Note, however, that the latter value is greater than the extension of the rotation curve shown in Figure 7, so we treat it as an upper limit. Since for this galaxy we do not have any robust restriction on the luminous mass distribution, we vary the disk scale radius  $h \in [1.0 - 11.0] \text{ kpc}$  and the mass-to-luminosity ratio  $M/L_B \in [1.3 - 6.3]$ . The halo mass and the halo scale length are in the range  $[0 - 10^{13}] M_\odot$  and  $[0 - 20] \text{ kpc}$ , respectively.

In order to carry out the rotation curve fit we use the IDL MPFIT<sup>6</sup> package (Markwardt 2009).<sup>7</sup> As an input to the routine we pass the fit to the rotation curve of NGC 5278 and a weight vector, computed as an inverse of squared standard deviations. The outputs are the best-fit model and the  $\chi^2$  normalized by the number of degrees of freedom and the corresponding weights.

The rotation curve of NGC 5278 can be well fitted with the spherical pseudo-isothermal halo, Hernquist halo, and NFW halo (Figure 12). The results obtained are summarized in Table 3.

For the pseudo-isothermal halo, the best fit was obtained with a mass-to-light ratio of 2.8 and the disk mass  $2.42 \times 10^{10} M_\odot$ . In the case of the Hernquist halo we choose  $M/L = 1.3$ , which

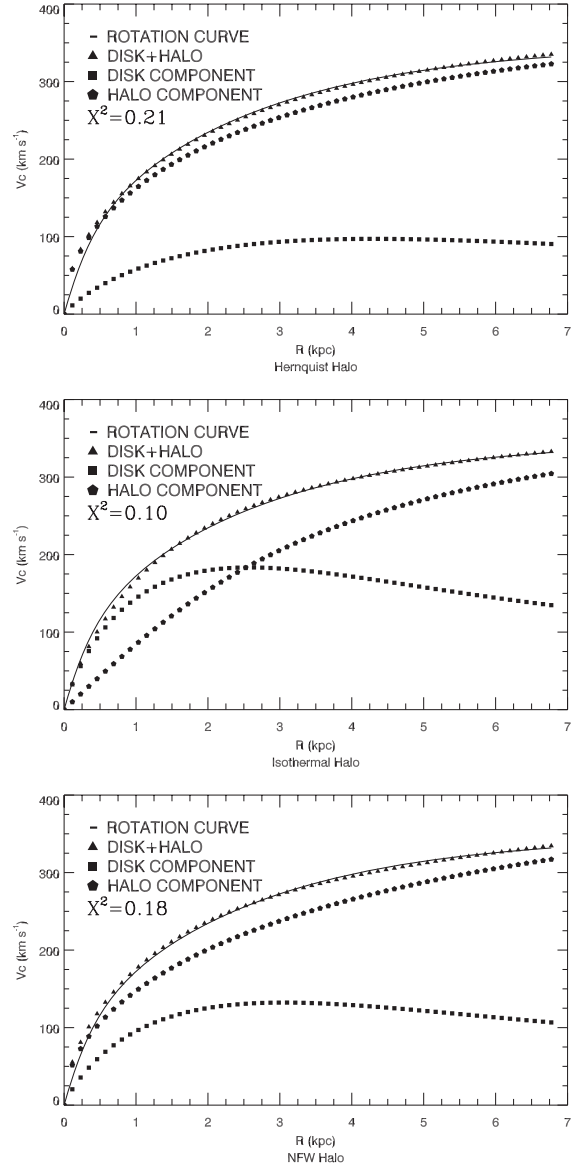


Figure 12. Disk–halo decomposition of the rotation curve of NGC 5278.

corresponds to the disk mass  $1.13 \times 10^{10} M_\odot$ . For the NFW halo the  $M/L$  ratio was 1.7 and the disk mass was  $1.5 \times 10^{10} M_\odot$ .

The pseudo-isothermal mass is in agreement with the dynamical mass estimate of Section 4 and may be considered as a lower limit to the mass of NGC 5278. The second and the third value do not agree with the first estimation of masses and can be considered upper limits to the mass of NGC 5278. The three fits roughly reproduce the observed rotation curve while the pseudo-isothermal halo requires a DM amount 10 times smaller than the other two halo models. In all three models, the halo component dominates the mass of NGC 5278.

In order to corroborate our results we also estimate the dynamical mass of NGC 5278 using the Tully–Fisher relation (Tully & Fisher 1977). This relation can be written in

<sup>5</sup> <http://leda.univ-lyon1.fr>

<sup>6</sup> <http://purl.com/net/mpfit>

<sup>7</sup> The original fortran package that implements the Levenberg–Marquardt method was developed by J. Moré and collaborators at Argonne National Laboratories (Moré 1978).

**Table 3**  
Mass Determination from Rotation Curve Decomposition

Rotation Curve Mass	Pseudo-isothermal <sup>a</sup>	Hernquist	NFW
Disk component ( $M_{\odot}$ )	$2.42 \times 10^{10}$	$1.13 \times 10^{10}$	$1.5 \times 10^{10}$
Disk length scale (kpc)	1.2	2.0	1.42
Disk $M/L$	2.8	1.3	1.6
Halo component ( $M_{\odot}$ )	$1.9 \times 10^{11}$	$2.1 \times 10^{12}$	$6.3 \times 10^{12}$
Halo length scale (kpc)	2.8	17.7	16.8
Total mass ( $M_{\odot}$ )	$2.1 \times 10^{11}$	$2.1 \times 10^{12}$	$6.3 \times 10^{12}$
$\chi^2$ <sup>b</sup>	0.12	0.53	0.54

**Notes.**

<sup>a</sup> Maximum disk.

<sup>b</sup> Normalized  $\chi^2$  by 58 degrees of freedom.

the following form:  $M_{\text{dyn}} = V_{\text{max}}^4 / 2GcH_0$ , where  $V_{\text{max}} = 350 \text{ km s}^{-1}$  is the maximum circular velocity,  $G$  is the gravitational constant,  $c$  is the speed of light, and  $H_0$  is the Hubble constant at current time. We found a dynamical mass of  $8.1 \times 10^{10} M_{\odot}$ . This value agrees with the dynamical mass estimate in the case of a flat disk (Section 4).

In the course of the fitting process, we have also explored the effects of having as a third component a bulge with the Hernquist density profile. However, the bulge mass and the length scale in all three cases considered below were too small ( $3.2 \times 10^8 M_{\odot}$  and 0.6 kpc for the spherical isothermal halo and  $1.8 \times 10^8 M_{\odot}$  and 0.3 kpc for the Hernquist halo and NFW halo) to justify the necessity of a bulge component in total mass estimation.

The total mass obtained only with our kinematical data does not ensure the actual mass distribution of NGC 5278, because of the small range of the  $H\alpha$  rotation curve, which reflects only the dynamic of the inner disk. Photometric, spectroscopic, and population synthesis studies are required to fix the disk  $M/L$  ratio and thus discriminate between the different density distributions of DM halos as well as the ratio between luminous and DM in this galaxy.

Concerning NGC 5279, we were unable to make a reasonable fit to the rotation curve, and consequently, estimate its mass, due to its unusual shape and lack of resolution.

## 6. DISCUSSION

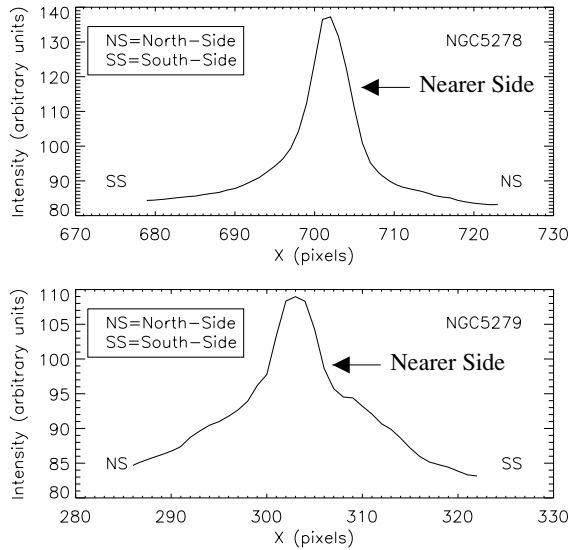
To study in detail the kinematic structure of a particular isolated pair of galaxies it is very important to have two-dimensional velocity fields for each component of the pair. The kinematic and dynamical analysis allows us to obtain useful information about the transference of material between the two galaxies as well as about the principal mass components of the system.

The procedure of disk–halo decomposition of a given rotation curve is based on a criterion used to decide how much mass has to be assigned to the luminous components and with what distribution. In the case of Sc galaxies that do not involve a significant bulge component, this problem reduces the observed rotation curve to fit only with two contributions: a disk component and a halo component. The profile of the contribution of the rotation curve due to the disk is, in principle, fixed in shape by the observed photometry, while its scale is controlled by the mass-to-light ratio assigned to the disk. The difference between the observed rotation curve and the disk contribution is attributed to the presence of unseen matter, i.e., a dark halo component. There are distinct solutions to the problem of modeling the mass distribution of spiral galaxies. A conservative effort is to minimize the role of unseen matter that

leads to the choice of the maximum-disk solution for the disk–halo decomposition (van Albada et al. 1985). From a dynamical point of view, other solutions, with a smaller value for the disk mass-to-light ratio and a heavier dark halo, are also viable. With regard to the luminous part of the rotation curve of NGC 5278, this galaxy is classified as an Sb galaxy; thus, in principle it could have a significant bulge contribution, but with our analysis we demonstrate that the bulge component is too small to need to be taken into account in our decomposition. On the other hand, the disk contribution is partially set by the available photometric data and in the maximum-disk case (pseudo-isothermal halo) is of fundamental importance for the mass distribution. As for what concerns the dark component of NGC 5278 we can note that the difference in the halo mass between pseudo-isothermal and Hernquist or NFW halo components is a factor of 10 in the mass. This could be partially due to the choice of the maximum-disk component in the case of a pseudo-isothermal halo. The Hernquist and NFW halo components have a very similar behavior as expected. From our RC fits, there is no reason to think that one of the three fits represents the mass distribution of NGC 5278 better than the others. The rotation curve decomposition performed here is only a first attempt at modeling the mass distribution of NGC 5278 that should be completed with at least a detailed photometry of this galaxy.

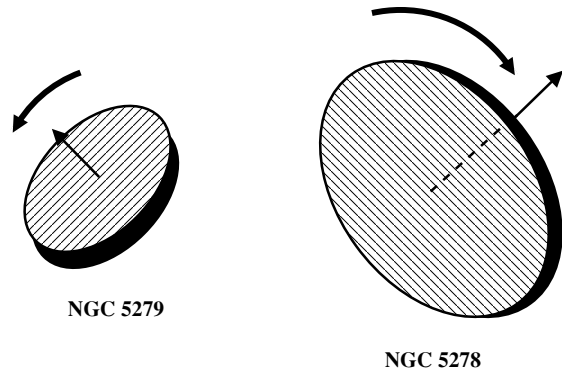
On the other hand, this kinematic study sheds light on the geometry of the galaxy encounter by determining univocally the real orientation in the sky of the galaxy members, as well as the kind of spiral arms they possess. This latter point is not irrelevant in the case of interacting systems where a possibility of having leading spiral arms is open. Indeed, even if leading spiral arms in galaxies are a very uncommon phenomenon, the only examples that are found are interacting systems. Let us revise the problem of leading or trailing arms. In a seminal paper, de Vaucouleurs (1958) gave a series of criteria required to determine the true orientation of a galaxy in space and the kind of spiral arms it has. He also established that in a sample of spiral galaxies the whole trial had trailing arms, concluding that the spiral arms are all trailing, at least for galaxies that are considered isolated. However, this last issue has been questioned and some authors have revised this important conclusion of the de Vaucouleurs work. The first systematic study on the topic was done by Pasha & Smirnov (1982) and Pasha (1985). From a sample of 200 spiral galaxies, these authors found four leading arm galaxy candidates. Sharp & Keel (1985) have shown that one of these four leading arm candidates (in NGC 5395) is not leading. The other three candidates are highly dubious cases regarding orientation and existence of arms (NGC 4490) and their tilt (NGC 3786 and NGC 5426). Byrd et al. (2008) demonstrated that NGC 4622 has leading arms since two pairs of detected arms have the opposite sense with each other. Grouchy et al. (2008) detected another example of leading spiral structure in ESO 297-27. Thus, as one can see, there are not so many cases of leading spiral arms in the literature. Following Sharp & Keel (1985) there is a criterion that determines if any particular spiral galaxy has trailing or leading arms. This criterion is based on three main clues (receding–approaching side, direction of spiral arms, and the tilt of the galaxy, i.e., which side is closer to the observer).

In our particular case, we have both the kinematic information in order to establish which side of the galaxy is receding and which side is approaching, as well as very conspicuous morphological aspects such as well-defined spiral arm patterns and



**Figure 13.** Intensity profiles along the kinematic minor axis of NGC 5278 and NGC 5279. The cross section is captured in the Hubble image (Figure 2). From the top profile it is clear that the northern side is nearer in NGC 5278, because the profiles fall more abruptly than along the southern side. In the case of NGC 5279, the southern side is nearer because the profiles fall more abruptly than along the northern side, as one can see from the bottom profile.

the presence of dust lanes in both galaxy members running near the galaxy nuclei. This last issue will be used in what follows in two main ways: (1) we will suspect that the nearest side of the galaxy is the side hosting the dust lane, and (2) we will check it by getting an intensity profile of the galactic nucleus along the minor axis. In this kind of profile, the nearest side is the steepest one (because of the presence of the dust lane). In the case of NGC 5278, the receding radial velocities are in the southwestern part, while the approaching radial velocities are at the northeastern side. From Figure 2 (bottom panel) it is clear that the arms of NGC 5278 point in an anti-clockwise direction and the dust lane is located at the concave side of the bulge; thus the northern side is the nearest. This fact is confirmed by the profile extracted along the kinematic minor axis of NGC 5278 (see Figure 13). From these figures and the above criteria we have decided that NGC 5278 is a trailing spiral because the sense of rotation is opposite to the direction of the arms. We were able to apply similar arguments to NGC 5279. In this case, the receding radial velocities are at the northeastern side of the galaxy and the approaching radial velocities are at the southwestern part. The arms of NGC 5279 point in a clockwise direction and the nearest side is the southern side. As in the case of NGC 5278 this fact is confirmed by the profile extracted along the kinematic minor axis of NGC 5279 (see Figure 13; Väisänen et al. 2008). We can conclude that NGC 5279 is a trailing spiral also because the sense of rotation is opposite to the direction of the arms. A scheme of 3D orientation of KPG 390 derived from our kinematic analysis is shown in Figure 14. We estimate a lower limit to the timescale of interaction using the ratio of the projected separation between both galaxies (16.6 kpc; Karachentsev 1972) and the difference in the systemic velocities of the components of the pair ( $57 \text{ km s}^{-1}$ ). The result was  $2.9 \times 10^8 \text{ yr}$ . This fact agrees very well with the morphology of the pair. In fact, NGC 5279 does not appear very



**Figure 14.** Possible spatial configuration of KPG 390.

distorted by the interaction and NGC 5278 shows some signs of undergoing an interaction process. This galaxy presents an extended spiral arm toward the companion galaxy and between the two galaxies one can see a bridge-like structure probably generated by the interaction process. From the age of interaction we can say that this is an early-stage interaction.

We do not know if the bar in the secondary galaxy was due to the interaction process. The origin of bars in interacting disk galaxies remains unclear. Though there have been works showing statistical evidence that companions trigger the formation of bars (Elmegreen et al. 1990; Márquez et al. 2000), bars can be formed as a result of disk instabilities regardless of their environment (van den Bergh 2002). Perhaps this bar existed before the interaction process took place. Realistic numerical simulations taking into account the kinematic restrictions are needed to establish the extent to which the interacting process is related to the formation of a possible bar in NGC 5279.

Another interesting feature is the bridge-like structure that is very dim in our observations. The fact that the bridge region emits weak diffuse line emission enforces the idea that this structure is a consequence of the interaction process and that the transfer of material is effective in this zone. This area shows double velocity profiles, with velocities in the range of  $7200\text{--}7300 \text{ km s}^{-1}$ . Perhaps the transfer of material between the two galaxies of the pair might generate such double profiles. On the other hand, strong motions due to the nearness of the arm of NGC 5278 might alter the velocity profiles in the bridge area and originate double and broader profiles, due to a second velocity component related to the transfer of gas from one galaxy to the other. As pointed out in Section 3.2, the radial velocity values of the double peaks in the bridge region are different from the radial velocity values belonging to the disks of both components of KPG 390.

Regarding non-circular motions, the residual velocity map for NGC 5278 reveals large values in the northern region of this galaxy. The large absolute values of the residual velocities seen in the northwestern region and also along the inner part of the southeastern arm could indicate the response of the gas to the passage of the companion. This can also be noted from the PVDs extracted along the minor axis. In this sense, the non-typical rotation curve of the companion, NGC 5279, could be a result of interaction. However, such a difference could also be associated with an intrinsic asymmetry of the disk such as a warp. We also cannot exclude the possibility of an artifact in the determination of the rotation curve, given the small number of points and the large dispersion associated with this curve.



The results of this work are worth comparing with a widely studied interacting grand-design system M51. Salo & Laurikainen (2000) with  $N$ -body simulations were able to match the observed morphological and kinematical data and derive the orbital parameters and the interaction scenario. They explained the formation of the spiral structure of the main galaxy, tidal tail, and bridge as a result of multiple encounters. In a previous study of a similar M51-type system ARP 86 by the same authors, it is shown that the material transfer between the components could explain the large activity of the companion (Salo & Laurikainen 1993). They conclude that such interactions produce an open spiral structure of the primary galaxy, and the bridge tends to be directed to the companion. The multiple passage scenario discussed in Salo & Laurikainen (2000) produces significant peculiar velocities out of the plane of the disk, leading to disturbances in the rotation curve, similar to those observed for NGC 5279. According to separate studies aimed at the investigation of the evolution of such asymmetries in rotation curves (Pedrosa et al. 2008, and references therein), the perturbations are short-lived ( $\lesssim 1$  Gyr), suggesting that the encounter for KPG 390 took place within this period.

It is very difficult to obtain a clear picture of the process of interaction in this pair of galaxies only from the kinematical analysis. We require more information about the stellar component by means of photometry, spectroscopy, and population synthesis models. We also need a detailed dynamical analysis that would encompass the knowledge of the mass components of both galaxies of KPG 390 and numerical simulations of the pair. In particular, numerical simulations will allow us to have the time evolution of the interaction process. By comparing the results of numerical simulations with observations we will gain some insight into the present stage of the interaction process. Surely, this study does not dissipate all doubts about this pair but may be considered a valid approach to better understanding this kind of phenomena.

## 7. CONCLUSIONS

In this paper, we presented FP observations of the isolated pair of galaxies NGC 5278/79 (Arp 239, KPG 390) showing that for an interacting and asymmetric system it is important to have kinematic information from large portions of the galaxies participating in the interaction process. We calculate the mass of each galaxy of the pair, following several methods, and also the lower limit to the orbital mass of the pair. We perform the decomposition of the rotation curve for NGC 5278 and determine the content of DM of this galaxy, using different types of halos (pseudo-isothermal, Hernquist, and NFW halos). According to our estimations, the minimum mass ratio of NGC 5278 to NGC 5279 is  $\approx 7$ .

We obtain the rotation curves for NGC 5278 and NGC 5279. From the analysis of the velocity field, we found the presence of double profiles in the bridge region and in the outer regions of both galaxies. We conclude that the presence of such features is undoubtedly connected with the interaction process. Though this seems to be a relatively early encounter, several morphological features of each galaxy were associated with the interaction process, such as the  $m = 1$  mode of NGC 5278, the presence of a bar in NGC 5279 and the bridge connecting the two components of the pair. We will use the kinematic information as a starting point in future numerical simulations of this pair.

R.P. acknowledges CONACYT for a doctoral scholarship. R.G. acknowledges CONACYT for a postdoctoral scholar-

ship. This work was also supported by DGAPA-UNAM grant IN102309 and CONACYT grant 40095-F. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. We acknowledge the usage of the HyperLeda database (<http://leda.univ-lyon1.fr>).

## REFERENCES

- Abazajian, K., et al. 2004, *AJ*, **128**, 502  
 Adelman-McCarthy, J. K., et al. 2008, *ApJS*, **175**, 297  
 Amram, P., Bournaud, F., & Duc, P.-A. 2004, in IAU Symp. 217, Recycling Intergalactic and Interstellar Matter, ed. P.-A. Duc, J. Braine, & E. Brinks (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 526  
 Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Cayatte, V., Sullivan, W. T., III, & Le Coarer, E. 1994, *A&AS*, **103**, 5  
 Amram, P., Mendes de Oliveira, C., Plana, H., Balkowski, C., Boulesteix, J., & Carignan, C. 2002, *Ap&SS*, **281**, 389  
 Arp, H. 1966, *ApJS*, **14**, 1  
 Athanassoula, E. 1978, *A&A*, **69**, 395  
 Bizyaev, D. V., Moiseev, A. V., & Vorobyov, E. I. 2007, *ApJ*, **662**, 304  
 Blais Ouellette, S., Amram, P., & Carignan, C. 2001, *AJ*, **121**, 1952  
 Bosma, A., van der Hulst, J. M., & Sullivan, W. T., III. 1977, *A&A*, **57**, 373  
 Bushouse, H. A. 1987, *ApJ*, **320**, 49  
 Byrd, G. G., Freeman, T., & Howard, S. 1993, *AJ*, **105**, 477  
 Byrd, G. G., Freeman, T., Howard, S., & Buta, R. J. 2008, *AJ*, **135**, 408  
 Byrd, G. G., Thomasson, M., Donner, K. J., Sundelius, B., Huang, T. Y., & Valtonen, M. J. 1989, *Celest. Mech.*, **45**, 31  
 Condon, J. J., Cotton, W. D., & Broderick, J. J. 2002, *AJ*, **124**, 675  
 Cutri, R. M., & McAlary, C. W. 1985, *ApJ*, **296**, 90  
 de Vaucouleurs, G. 1958, *ApJ*, **127**, 487  
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., Buta, R. J., Paturel, G., & Fouque, P. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, Vol. 1–3, XII (Berlin: Springer), 2069 (7 figures)  
 Elmegreen, D. M., Elmegreen, B. G., & Bellin, A. D. 1990, *ApJ*, **364**, 415  
 Falco, E. E., et al. 1999, *PASP*, **111**, 438  
 Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, **160**, 811  
 Fuentes-Carrera, I., Amram, P., & Rosado, M. 2002, *Ap&SS*, **281**, 411  
 Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2007, *A&A*, **466**, 847  
 Fuentes-Carrera, I., et al. 2004, *A&A*, **415**, 451  
 Grouchy, R. D., Buta, R., Salo, H., Laurikainen, E., & Speltincox, T. 2008, *AJ*, **136**, 980  
 Hernquist, L. 1990, *ApJ*, **356**, 359  
 Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., Schneider, S. E., & Huchra, J. P. 2003, *AJ*, **125**, 525  
 Karachentsev, I. D. 1972, *Astrofiz. Issled.-Izv. Spets. Astrofiz. Obs.*, **7**, 3  
 Karachentsev, I. D., & Myneva, V. A. 1984, *Sov. Astron. Lett.*, **10**, 235  
 Keel, W. C. 1991, *ApJ*, **375**, L5  
 Keel, W. C., Kennicutt, R. C., Jr., Hummel, E., & van der Hulst, J. M. 1985, *AJ*, **90**, 708  
 Klimanov, S. A., & Reshetnikov, V. P. 2001, *A&A*, **378**, 428  
 Klimanov, S. A., Reshetnikov, V. P., & Burenkov, A. N. 2002, *Astron. Lett.*, **28**, 579  
 Kormendy, J., & Fisher, D. B. 2008, in ASP Conf. Ser. 396, Formation and Evolution of Galaxy Disks, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini (San Francisco, CA: ASP), 297  
 Kormendy, J., & Kennicutt, R. C., Jr. 2004, *ARA&A*, **42**, 603  
 Lequeux, J. 1983, *A&A*, **125**, 394  
 Liu, C. T., & Kennicutt, R. C., Jr. 1995, *ApJ*, **450**, 547  
 Marcelin, M., Lecoarer, E., Boulesteix, J., Georgelin, Y., & Monnet, G. 1987, *A&A*, **179**, 101  
 Markwardt, C. B. 2009, in ASP Conf. Ser. 411, Astronomical Data Analysis Software and System XVIII, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler (San Francisco, CA: ASP), 251  
 Márquez, I., et al. 2000, *A&A*, **360**, 431  
 Martin, D. C., et al. 2005, *ApJ*, **619**, L1  
 Mazzarella, J. M., & Boroson, T. A. 1993, *ApJS*, **85**, 27  
 Moré, J. J. 1978, *The Levenberg–Marquardt Algorithm: Implementation and Theory*, Vol. 630 (Berlin: Springer)  
 Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, **462**, 563  
 Nelson, C., Weistrop, D., & Angione, R. 1998, *BAAS*, **30**, 925  
 Nilson, P. 1973, *Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis Ser. V*, 0

- Pasha, I. I. 1985, *Sov. Astron. Lett.*, **11**, 1
- Pasha, I. I., & Smirnov, M. A. 1982, *Ap&SS*, **86**, 215
- Paturel, G., Fang, Y., Petit, C., Garnier, R., & Rousseau, J. 2000, *A&AS*, **146**, 19
- Paturel, G., Petit, C., Prugniel, P., Theureau, G., Rousseau, J., Brouty, M., Dubois, P., & Cambrésy, L. 2003, *A&A*, **412**, 45
- Pedrosa, S., Tissera, P. B., Fuentes-Carrera, I., & Mendes de Oliveira, C. 2008, *A&A*, **484**, 299
- Rampazzo, R., Plana, H., Amram, P., Bagarotto, S., Boulesteix, J., & Rosado, M. 2005, *MNRAS*, **356**, 1177
- Reshetnikov, V. P., & Klimanov, S. A. 2003, *Astron. Lett.*, **29**, 429
- Rosado, M., et al. 1995, *RevMexAA*, **3**, 263
- Rubin, V. C., Peterson, C. J., & Ford, W. K., Jr. 1976, *BAAS*, **8**, 297
- Salo, H., & Laurikainen, E. 1993, *ApJ*, **410**, 586
- Salo, H., & Laurikainen, E. 2000, *MNRAS*, **319**, 377
- Sharp, N. A., & Keel, W. C. 1985, *AJ*, **90**, 469
- Thomasson, M., Donner, K. J., Sundelius, B., Byrd, G. G., Huang, T.-Y., & Valtonen, M. J. 1989, *A&A*, **211**, 25
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, *A&A*, **54**, 661
- Turner, E. L. 1976, *ApJ*, **208**, 20
- Väisänen, P., Ryder, S., Mattila, S., & Kotilainen, J. 2008, *ApJ*, **689**, L37
- van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., & Sancisi, R. 1985, *ApJ*, **295**, 305
- van den Bergh, S. 2002, *AJ*, **124**, 782
- van den Bergh, S., Li, W., & Filippenko, A. V. 2003, *PASP*, **115**, 1280
- Vorontsov-Velyaminov, B. A. 1959, *Atlas and Catalog of Interacting Galaxies, Part 1* (Moscow: Sternberg Inst., Moscow State Univ.)
- Windhorst, R. A., et al. 2002, *ApJS*, **143**, 113

## Capítulo 5

# Determinación de la velocidad del patrón de la barra para NGC 3367.

En este capítulo se aplicó el método de Tremaine-Weinberg (TW) para determinar la velocidad del patrón de la barra para la galaxia aislada barrada NGC 3367. Se utilizaron los datos cinemáticos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA (Rosado et al. 1995) para derivar los mapas de intensidad, de velocidad radiales y la curva de rotación de NGC 3367. Esta información nos sirvió para la aplicación del método de TW, y se obtuvo un valor de  $\Omega_p=43\pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Este valor es consistente con determinaciones previas (García-Barreto & Rosado 2001), y se obtuvo otro valor determinando las resonancias a partir de la curva de rotación observada, este valor es  $\Omega_p=47\pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Este último valor es ligeramente diferente del valor obtenido con el método de TW, y sirve para averiguar el orden de magnitud. Se participó en la realización de una simulación numérica con el fin de reproducir los resultados obtenidos de las observaciones, y también para determinar la variación del valor de la velocidad del patrón de la barra en el caso de errores en la determinación del ángulo de posición, y añadiendo ruido Gaussiano que es presente de forma natural en los datos observados. Se consideró también el caso de una componente de velocidad perpendicular al disco, para hacer que la galaxia simulada fuera más cercana a la observada. El valor obtenido para la galaxia simulada es de  $\Omega_p \approx 41 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Este último valor es consistente con los valores obtenidos a partir de los datos observados y tiene en cuenta la contribución de gas y estrellas y también del ruido instrumental y del grosor del disco como dijimos arriba. Los detalles de la determinación de la velocidad del patrón de la barra se dan a continuación añadiendo el artículo que surgió de este trabajo.

Trabajo enviado:

- Ruslan Gabbasov, Repetto Paolo, Margarita Rosado, 2009, enviado al APJ.

## ON THE BAR PATTERN SPEED DETERMINATION OF NGC 3367

R. F. GABBASOV, P. REPETTO, AND M. ROSADO

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), A.P. 70-264, 04510, México D.F., México; [gabbasov@astroscu.unam.mx](mailto:gabbasov@astroscu.unam.mx)

Received 2008 September 14; accepted 2009 June 22; published 2009 August 12

## ABSTRACT

An important dynamic parameter of barred galaxies is the bar pattern speed,  $\Omega_p$ . Among several methods that are used for the determination of  $\Omega_p$ , the Tremaine–Weinberg method has the advantage of model independence and accuracy. In this work, we apply the method to a simulated bar including gas dynamics and study the effect of two-dimensional spectroscopy data quality on robustness of the method. We added white noise and a Gaussian random field to the data and measured the corresponding errors in  $\Omega_p$ . We found that a signal to noise ratio in surface density  $\sim 5$  introduces errors of  $\sim 20\%$  for the Gaussian noise, while for the white noise the corresponding errors reach  $\sim 50\%$ . At the same time, the velocity field is less sensitive to contamination. On the basis of the performed study, we applied the method to the NGC 3367 spiral galaxy using H $\alpha$  Fabry–Pérot interferometry data. We found  $\Omega_p = 43 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  for this galaxy.

*Key words:* galaxies: individual (NGC 3367) – galaxies: kinematics and dynamics – methods:  $N$ -body simulations – techniques: interferometric

*Online-only material:* color figures

## 1. INTRODUCTION

The evolution of disk galaxies is strongly influenced by the main structures within their disks, notably spirals and bars. Bars are a fundamental component of mass distribution in spiral galaxies because they may contain a large fraction of the disk. Bar kinematics is different from that of the axisymmetric disk, which makes the study of bar parameters important, especially the bar pattern speed ( $\Omega_p$ ). Bar properties are tightly related to the mass distribution of the host galaxy. The shape and structure of the bar, such as vertical bending (buckling), is believed to depend on the stage of evolution (Athanasoula 2003). Moreover,  $\Omega_p$  is one of the fundamental parameters in driving the evolution of bars. Noguchi (1987) finds from numerical simulations that tidally induced bars rotate slowly in comparison with spontaneous bars. Thus, bar pattern speed may help to discriminate between spontaneous bars and tidal bars.

One of the first methods applied to bar pattern speed determination is based on the identification of theoretically predicted resonances (Lindblad resonances, corotation), using the rotation curve to extract the periodic motion of stars and gas (Tully 1974). Contopoulos (1980) demonstrated with orbit calculations that the corotation radius should be located at the end of a self-consistent bar. However, it was shown from a survey of early-type galaxies that in fact the bar ends rather between the inner 4 : 1 resonance and corotation (Elmegreen et al. 1996).

An alternative method consists of matching numerical models to the observed data (Rautiainen et al. 2005). Two other methods are based on the analysis of spiral density waves. Elmegreen et al. (1992) apply a computer algorithm to extract various types of symmetries from galaxy images, while Canzian (1993) points out the difference in the global appearance of the residual velocity field of a spiral galaxy inside and outside the corotation radius. Tremaine & Weinberg (1984) formulated a method to measure the bar pattern speed that is independent of any specific spiral density wave theory. The principal assumption of the method is that the surface density of the tracer of the gravitational potential (e.g., old stars) satisfies the continuity equation, i.e., there is no significant destruction or creation

of the tracer over a dynamical time. This method allows the measurement of the bar pattern speed with two observational quantities: the surface brightness of the tracer and the velocity of the tracer along the line of sight. So far, the method was successfully applied to some 20 galaxies. Kent (1987) and Merrifield & Kuijken (1995) apply this method to the stellar bar component of the SB0 galaxy NGC 936. Gerssen et al. (1999) apply the Tremaine–Weinberg (TW) method to the stellar component of the galaxy NGC 4596. The same authors use the method for the galaxies NGC 271, NGC1358, ESO 281-31, and NGC 3992 (Gerssen et al. 1999). Aguerri et al. (2003) applied the method to the galaxies ESO 139-G009, IC 874, NGC 1308, NGC 1440, and NGC 3412. Debattista & Williams (2001) use the TW method for NGC 7079 and for NGC 1023 (Debattista et al. 2002).

Other authors derived the bar pattern speed applying the TW method to a gaseous tracer. Westpfahl (1998) finds the bar pattern speed for M81 employing H I as a tracer. Using CO observations, Zimmer et al. (2004) employ the method for the galaxies M51, M83, and NGC 6946. Rand & Wallin (2004) consider the galaxies NGC 1068, NGC 3627, NGC 4321 (M100), NGC 4414, NGC 4736, and NGC 4826, and measure the bar pattern speed with CO as a tracer. The application of this method to the gaseous phase is more delicate because of the assumptions of the method itself. In general, the ionized gas, the CO and H I, do not satisfy the continuity equation over an orbital period and do not trace the gravitational potential. However, assuming that the gas is continuously distributed along the pattern, that the luminosity-weighted mean is a useful indicator of the mean mass distribution, and neglecting the internal kinematics of H II regions, some authors successfully applied the TW method to the ionized gaseous phase. Hernandez et al. (2004) employ ionized hydrogen two-dimensional (2D) velocity fields of four barred galaxies NGC 4321, NGC 3359, NGC 6946, NGC 2903, and also of M51 to measure the pattern speed. The same authors build numerical simulations to investigate the possibility of using the gaseous component and present an application for NGC 4321 (Hernandez et al. 2005). Emsellem et al. (2006) have successfully applied the TW method

to bar pattern speed determination of NGC 1068 using a Fabry–Pérot  $H\alpha$  map, and also reproduce with  $N$ -body+SPH models a number of its observed properties. Fathi et al. (2007) also with two dimensional ionized hydrogen kinematics determine the bar pattern speed of NGC 6946. Beckman et al. (2008) apply the method to a sample of nine galaxies (NGC 3049, NGC 4294, NGC4519, NGC 5371, NGC 5921, NGC 5964, NGC 6946, NGC 7479, NGC 7741) using ionized hydrogen 2D kinematic data.

In this article, we employ the TW method to study the errors in the parameters that may affect the pattern speed determination. We test to which parameters the method is sensitive with numerical simulations and apply this method to the barred galaxy NGC 3367.

## 2. NUMERICAL TEST OF THE TW METHOD

The TW method uses two observable quantities: the luminosity-weighted velocity and luminosity-weighted density determined along a thin strip (aperture) parallel to the major axis of the disk (Tremaine & Weinberg 1984). If a galaxy is centered using cartesian coordinates such that the major and minor axes are aligned parallel to the  $x$ - and  $y$ -axes, respectively, then the ratio of intensity-weighted velocity and intensity-weighted position gives the angular velocity

$$\Omega_p \sin i = \frac{\langle V(x) \rangle - V_{\text{sys}}}{\langle x \rangle - x_0}. \quad (1)$$

Here,  $V_{\text{sys}}$  is the systemic velocity, and  $x_0$  is the position of the kinematic center of the disk along the  $x$ -axis. The  $\Omega_p$  is also corrected due to inclination  $i$  ( $i = 0$  corresponds to a face-on disk). This formulation of Merrifield & Kuijken (1995) allows a more accurate evaluation of  $\Omega_p$  because the errors in the dynamical center and systemic velocity determination are reduced. Thus, estimating the above expression for several apertures, one may plot  $\langle V \rangle$  versus  $\langle x \rangle$  and obtain the averaged value of  $\Omega_p$ .

One of the conditions required by the TW method is that the tracer should satisfy the continuity equation. The old stars in SB0 galaxies, for example, survive long enough to trace the spiral pattern potential. The main concern regarding the validity of application of the TW method to a gaseous tracer is that the interstellar medium (ISM), composed mostly of molecular and atomic hydrogen, is not able to trace the potential for a long period of time due to short timescale processes such as phase transitions, cooling, etc. Nevertheless, it was successfully applied to CO emission lines (Rand & Wallin 2004; Zimmer et al. 2004) and to the  $H\alpha$  emission line (Hernandez et al. 2005; Emsellem et al. 2006; Fathi et al. 2007). As was shown by Westpfahl (1998), addition or subtraction of the tracer material has no effect on calculation of the instantaneous pattern speed, and thus it is expected that processes of star formation and feedback may be neglected. Hernandez et al. (2005) have demonstrated by hydrodynamical simulations that the application of the method to ionized gaseous phase is reliable under some assumptions. The problem arises rather in the quality of the image and the velocity field as affected by regions of star formations, dust obscuration, and local gas motions. An argument in favor of the applicability of the method is that the  $H\alpha$  image also contains the stellar continuum emission. This should alleviate the problem of a patchy monochromatic image making it smoother. All these arguments still have to be carefully verified, and here we assume, as a working hypothesis,

**Table 1**  
Galaxy Model Parameters

Parameter	Gas	Disk	Halo
$M$ ( $10^{10} M_\odot$ )	0.4	3.96	22
$r_0$ (kpc)	3.3	3.3	6.6
$N$ ( $10^6$ )	0.2	0.8	2.0
$\varepsilon$ (pc)	80	80	160

**Note.** Here  $M$  is the mass of the component,  $r_0$  is the scale radius,  $N$  is the number of particles, and  $\varepsilon$  is the softening length.

that application of the TW method to the  $H\alpha$  kinematic data is valid.

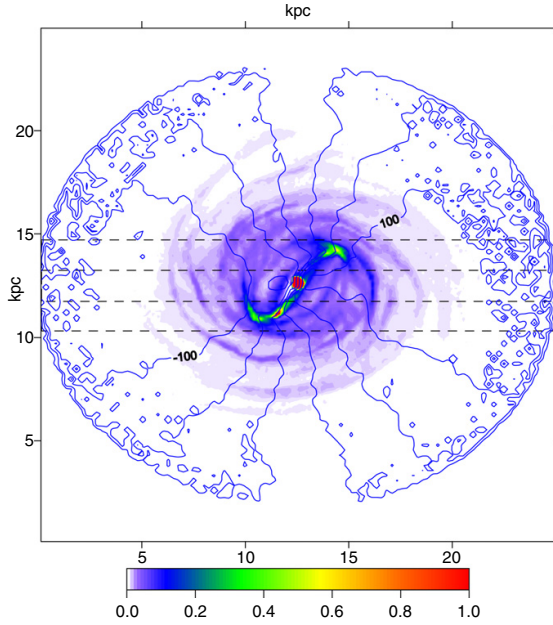
As was shown by Debattista (2003), the method is very sensitive to errors in the determination of the position angle (PA) of the major axis. On the other hand, as shown by Rand & Wallin (2004), the molecular gaseous component may produce a non-zero pattern speed, even in the absence of any clear wave pattern, due to clumpiness. The latter point requires that the determination of  $\Omega_p$  should be done with much caution. In particular, Hernandez et al. (2005) have shown by means of hydrodynamical simulations that the regions of shocks and the zones outside the bar should be avoided. The effects of the inclination, bar orientation, angular resolution, and the uncertainty were already investigated in numerical models by Rand & Wallin (2004).

### 2.1. Numerical Models

In order to test the influence of errors in intensity and 2D velocity fields on the determination of the pattern speed with the TW method; we performed numerical simulations of a bar formed in a hydrodynamic ( $N$ -body+SPH) and collisionless ( $N$ -body) disk galaxy.

For this purpose, we prepared a bar unstable disk galaxy consisting of total  $3 \times 10^6$  particles sampling an exponential stellar and gas disks, and a Hernquist halo (Hernquist 1990). The vertical structure of the disk is described by isothermal sheets with a constant scale height of 280 pc for stars and 80 pc for gas. Gas dynamics obeys the isothermal equation of state with a temperature  $T = 10^4$  K. The processes of star formation and feedback were not included. The model was constructed using a technique similar to that described by Hernquist (1993) and the numerical parameters were chosen according to Gabbasov et al. (2006). The galaxy model parameters are summarized in the Table 1. The simulation was performed with GADGET 2 code on HP CP 4000 cluster (KanBalam) at DGSCA–UNAM.

We estimate the bar pattern speed as follows. At each snapshot we determine the orientation of the principal axes of the inertia tensor of the bar. Then, we draw the bar position angle as a function of time, and the  $\Omega_p$  is obtained by numerical differentiation,  $\Omega_p = d\phi/dt$ . The bar appears at a time  $t \sim 2$  Gyr, and at  $t = 3$  Gyr reaches its maximum length of  $\sim 7$  kpc. For  $t = 4$  Gyr, most of the gas is transferred to the center of the disk. During this period, the angular velocity of the bar remains roughly constant,  $\sim 41 \text{ km s}^{-1}$ . This value comes out for the model parameters listed in Table 1. Further evolution leads to the depletion of the gas particles along the bar, and after about 5 Gyr, the gas is rather located in the center and in the spiral arms. For our analysis, we took the snapshot at  $t = 3.75$  Gyr when the bar is oriented  $\sim 40^\circ$  from the vertical  $y$ -axis. We added some systemic velocity to the velocity field and inclined the disk by  $i = 30^\circ$  such that the disk major axis would



**Figure 1.** Projected surface density of the gas, with the corresponding velocity contours overplotted. The surface density is normalized by the maximum value. The contours are separated by  $40 \text{ km s}^{-1}$  and dashed lines show some of the slit positions (one of 10).

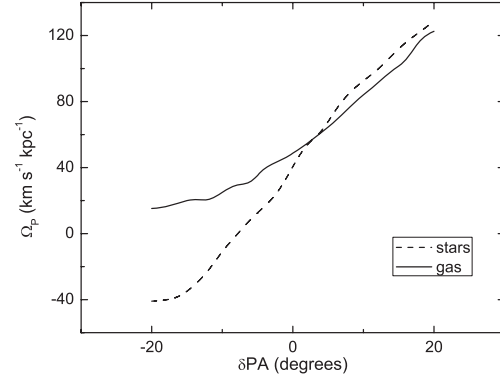
(A color version of this figure is available in the online journal.)

be aligned with the  $x$ -axis. We computed the projected-on-the-sky-plane 2D surface density and the velocity fields on uniform cartesian grids of  $204 \times 204$ , see Figure 1. We applied the TW method to simulated stellar and gas bars and compared  $\Omega_p$  with the pattern speed obtained from the simulation. A difference of less than  $1.0 \text{ km s}^{-1}$  was found for the stellar bar. The gas pattern speed was overestimated by  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  because of the surface density weighting errors. We also applied the method to the galaxy at  $t = 1 \text{ Gyr}$  (early stage of evolution without a bar) and obtained a zero slope as expected.

### 2.2. PA Variation

First, we tested the sensitivity of the bar pattern speed to variations of the position of the major axis of the simulated disk galaxy, which could be interpreted as errors in the determination of PA. Here, the variation in the position angle  $\delta\text{PA}$  is the angle between the disk major axis and the  $x$ -axis of the fixed reference frame. The resulting  $\Omega_p$  is presented in Figure 2. For the considered range of  $\delta\text{PA}$  and bar orientation the  $\Omega_p$  changes almost linearly. As the bar tends to become aligned with the  $y$ -axis, the pattern speed reduces. From this plot, one may observe that an uncertainty of  $\delta\text{PA}$  of  $\pm 5^\circ$  gives rise to an error in  $\Omega_p$  of  $\pm 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  for the gas bar.

As an example, in Figure 3 we plot the  $\langle x \rangle$ ,  $\langle V \rangle$ , and in Figure 4 the normalized mean surface density  $\langle \Sigma \rangle / \Sigma_{\text{MAX}}$  versus  $y$  for 40 apertures of width  $0.12 \text{ kpc}$  about the kinematic center located at  $y_0 = 2.45 \text{ kpc}$ . Also in Figure 4 is shown the resulting  $\langle V \rangle$  to  $\langle x \rangle$  ratio. In order to avoid a discontinuity in the center of these plots we have excluded from the analysis the central four pixels with very high gas density. The plots are shown for  $\delta\text{PA} = 0, -10^\circ, +10^\circ$  (solid, dotted, and dashed line, respectively).

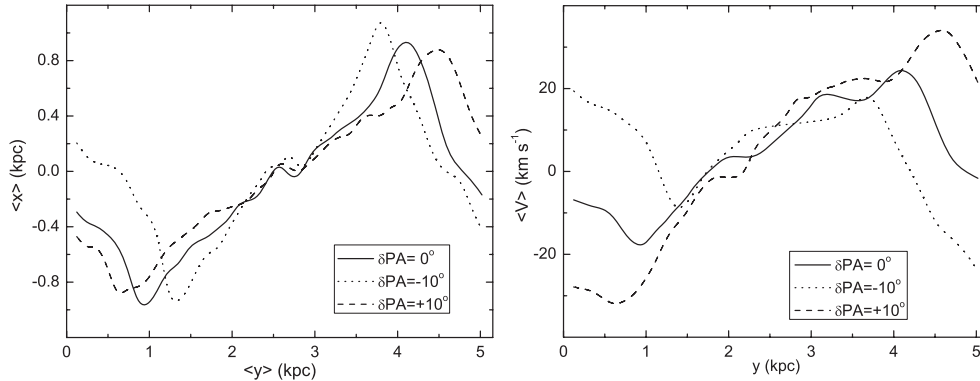
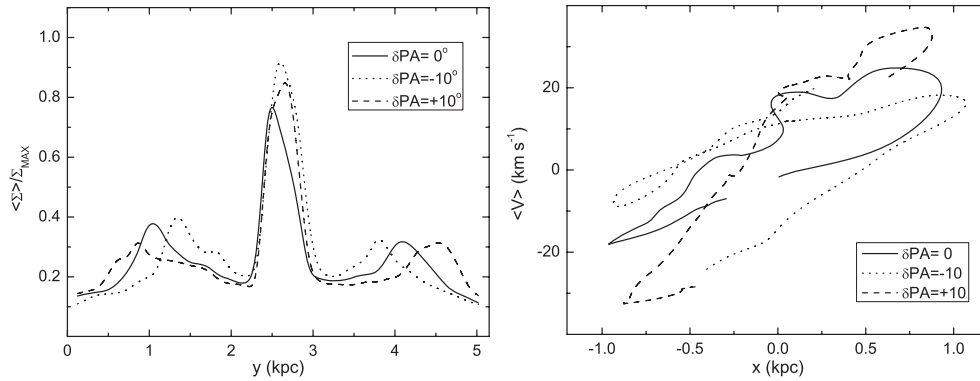


**Figure 2.** Dependence of  $\Omega_p$  on the PA variation.

As seen from Figure 3, the weighted average velocity is the most sensitive quantity in the plot, and the difference comes mainly from the ends of the bar, while at the center the slope varies slowly for all three cases. At the same time, the slope of  $\langle x \rangle$  changes in the opposite direction than that for  $\langle V \rangle$ , affecting strongly the  $\Omega_p$  determination. The decaying intensity and velocity profiles in the first and the last kiloparsec are due to the inclusion of the apertures containing spiral arms at the ends of the bar. This is observed as a characteristic Z-shape, or a loop-shape, in the  $\langle V \rangle$  versus  $\langle x \rangle$  plot in Figure 4 instead of a straight line. The weighted averaged intensity also changes the position and the maximum of its shoulders, being nearer to the center and higher for closer alignment of the bar with the  $y$ -axis. Unfortunately, the restriction in  $y$  does not reduce significantly the errors produced by variation of the PA.

### 2.3. Disk Thickness

According to the original formulation of the method it is valid only for an infinitely thin disk. However, galactic disks generally have a certain thickness and line-of-sight velocities also contain the projected component of velocity normal to the disk ( $Z$ -component,  $v_z \cos i$ ). This component becomes important as the inclination approaches 0 degrees, i.e., the galaxy becomes face-on. For a disk symmetric in the  $Z$ -direction the vertical motions cancel each other, and the net contribution is zero. However, the presence of an asymmetry in vertical structure (such as bar buckling) will also introduce asymmetry in the velocity field. We have verified this argument by including the projected  $Z$ -component of velocity in a simulated bar velocity field. For our  $N$ -body+SPH model, evolved for 5 Gyr, we found no significant difference in  $\Omega_p$  for the gas and stellar bars. We also prepared and ran a pure collisionless model, increasing the stellar disk mass by the mass of the removed gas disk. We traced the evolution of the bar up to 10 Gyr, and quantified the bar buckling as a change of root mean square (rms) of the vertical velocity dispersion of disk particles,  $\sigma_z$ . Due to the heating of the stellar disk, the vertical dispersions grow linearly until the bar begins to buckle at  $t \approx 4.5 \text{ Gyr}$ . After the buckling, the rms dispersions are rapidly increased by  $\sim 10\%$  which is reflected in a reduction of the pattern speed slowdown rate, as shown in Figure 5. The determination of the pattern speed becomes more robust as the spiral arms vanish, and the curve that does not include the  $Z$ -component is much smoother, except for some spikes. In contrast, inclusion of the  $Z$ -component clearly affects the instantaneous  $\Omega_p$  determination due to buckling, but the


 Figure 3. Dependence of  $\langle X \rangle$  and  $\langle V \rangle$  on PA variation.

 Figure 4. Dependence of  $\langle \Sigma \rangle$  and the slope  $\langle V \rangle$  vs.  $\langle x \rangle$  on PA variation.

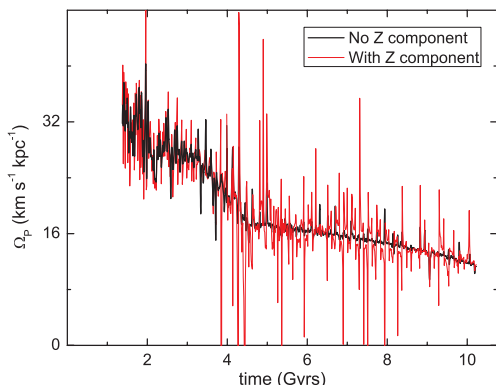
errors are quite small (a few  $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ ). Thus, for old stellar bars, where buckling is strong and the velocity dispersions are high, the vertical motions could make an important contribution to the observed velocity field introducing errors in to the  $\Omega_P$  determination by the TW method.

#### 2.4. Data Quality

Next, we checked the robustness of the TW method to the introduction of artificial noise to the surface density and velocity fields. Such noise is naturally present in the observed data. First, we add white noise background to our simulated surface density field to represent the emission inhomogeneities. The white-noise background was created by assigning to each pixel a random value within  $(0, \Sigma_{\text{pert}})$  in case of intensity field and  $(-V_{\text{pert}}, +V_{\text{pert}})$  in case of velocity field. Here,  $\Sigma_{\text{pert}}$  and  $V_{\text{pert}}$  are the maximum values of perturbation of the surface density and velocity field, respectively. The results are shown in Figure 6. As we increase the amplitude of the perturbation relative to the corresponding maximum value of the surface density ( $\Sigma_{\text{pert}}/\Sigma_{\text{max}}$ ) or the velocity field ( $|V_{\text{pert}}|/|V_{\text{max}}|$ ), the errors become dominant. Indeed, for the ratio  $\Sigma_{\text{pert}}/\Sigma_{\text{max}} > 0.3$  (signal to noise ratio  $(S/N) < 5$ ) for white noise, the determination of the pattern speed is not possible anymore because a clear slope cannot be established. As a next step, we test the sensitivity of the method to the Gaussian noise. Besides the observational noise it simulates local gas inhomogeneities in the disk. We create a random Gaussian field with spherical ( $\theta = 10$ )

correlation function and also change its amplitude relative to the maximum value of the signal. For this purpose, we used the software developed by Kozintsev & Kedem (2000). When added to the intensity field, the signal is also underestimated, although not so strongly as in the case of white noise. Concerning the velocity field contamination, one can note that the determination of the  $\Omega_P$  is possible, even reaching the ratio  $|V_{\text{pert}}|/|V_{\text{max}}| \sim 1$ . However, in the case of the Gaussian random field, the errors have a stronger influence on the resulting  $\langle V \rangle$  versus  $\langle x \rangle$  slope for the gas bar. Note, that the pattern speed is either underestimated or overestimated for different bar positions and, in case of the Gaussian noise, for different realizations of the field.

In addition, we investigate the effect of a clipping procedure (i.e., imposing the inferior limit on the surface density) and finding that the effect on the resulting pattern speed has rather non-linear trend as can be seen in Figure 7. The surface densities of both stellar and gas components were normalized by their respective maximum values. The most sensitive part of the curve is due to clipping of up to a few percent of the maximum surface density, which corresponds to the density of the faint spiral arms and the disk that leads to an overestimation by more than 50% in the pattern speed (cf. surface density distribution in Figure 1 and Figure 4). A roughly flat region of the curves where the bar size due to successive clipping diminishes and becomes thinner, the  $\Omega_P$  of both gas and stellar bar is reaching  $65 \text{ km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ . A rapid drop in the curves corresponds to the clipping when the bar is not continuous anymore, but rather looks like two bright



**Figure 5.** Pattern speed of a collisionless bar determined with the TW method, including and excluding the Z-component (red thin and black thick curve, respectively).

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

patches, after which the determination of the pattern speed is barely possible. This behavior holds for several snapshots we have analyzed between 2 and 4 Gyr of evolution. The same mechanism should be responsible for a rapid change in  $\Omega_P$  for small  $\Sigma_{\text{pert}}$  values added to the intensity field. Perturbations of the surface density of the same amplitude as of the faint disk and spiral arms lead to underestimation as shown in Figure 6. Thus, we may conclude that the role of the spiral arms in the application of the TW method is very important. A similar conclusion was reached by Rand & Wallin (2004) who found that too much clipping could violate the principal assumption of the TW method and lead to incorrect pattern speed determinations. On the other hand, we found that the restriction of the maximum surface density (clipping “from above”) produces the bifurcation in the center of  $\langle V \rangle$  versus  $\langle x \rangle$  plot (not shown here), creating an effect of presence of two different pattern speeds. The size of the bifurcated area increases with the diminishing of the upper limit of the surface density. If these points are omitted from the linear fit, the resulting pattern speed is not affected.

The observations measure the intensity of H $\alpha$  emission line rather than the gas surface density. The results above were analyzed only for the surface density field of gas and stars derived directly from the simulation, but not for the intensity

field produced by ionized gas. The original TW method is formulated for the stellar component, where it is assumed that the disk surface density is directly proportional to the number of stars per unit area. However, in the case of the gas, the tracer is sensitive to the square of the density because the regions of ionized hydrogen will produce recombination lines whose rough emissivity is given by

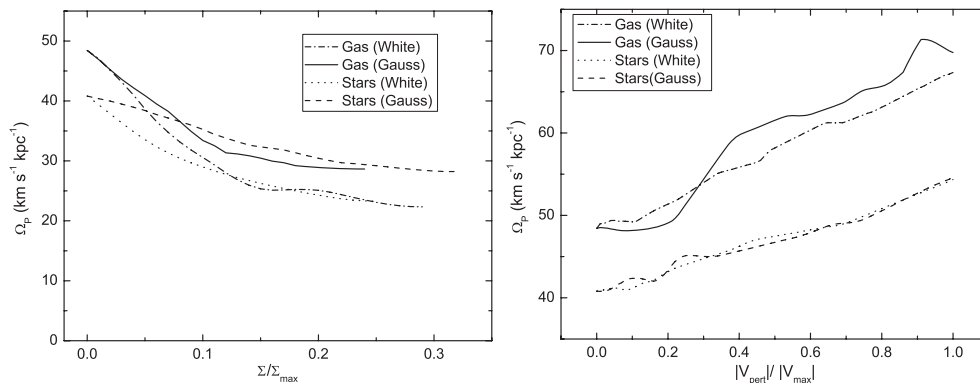
$$I \sim \rho^2 T^{-1/2}. \quad (2)$$

If we assume that the gas is isothermal everywhere in the disk, then the emission map will be a function of gas density squared only. In this case, our simulations show that  $\Omega_P$  is overestimated by roughly 30%. Nonetheless, when the emission map is clipped at the bar level (i.e., masking the spiral arms and disk) the value of  $\Omega_P$  is not changed. The same result was found for the observed H $\alpha$  emission map, presented in the next section, if transformed into the surface density of the gas. The clipping is important in this case because the transformation given by Equation (2) mainly affects the regions with high density gradients, i.e., transitions between bar and disk.

These results establish the validity margins of the TW method for our models. Although they were determined for a simple galaxy model, they give us the general clues on parameter dependencies. Complete hydrodynamical simulations, including star formation, supernovae feedback and radiative cooling will be presented elsewhere.

### 3. APPLICATION TO NGC 3367

NGC 3367 is classified as a SBc type barred galaxy and it is considered as an isolated galaxy at a distance of 43.6 Mpc ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), located behind the Leo Spur group of galaxies. This galaxy has a remote neighbor, NGC 3419, at a distance of  $900 \pm 100 \text{ kpc}$  (García-Barreto & Rosado 2001). At a radius of 10 kpc from the nucleus there is an optical structure consisting of several H $\alpha$  knots that resembles a bow shock (García-Barreto et al. 1996a, 1996b). García-Barreto et al. (1998) report Very Large Array (VLA) observations with an angular resolution of  $4''.5$  at 1.46 GHz and find radio continuum emission from two lobes that extend up to 6 kpc outside the plane of the disk, and a weaker emission from the same disk. Gioia et al. (1990) also reported soft X-ray emission from this galaxy.



**Figure 6.** Variation of  $\Omega_P$  with the degree of contamination of intensity (left) and velocity (right).



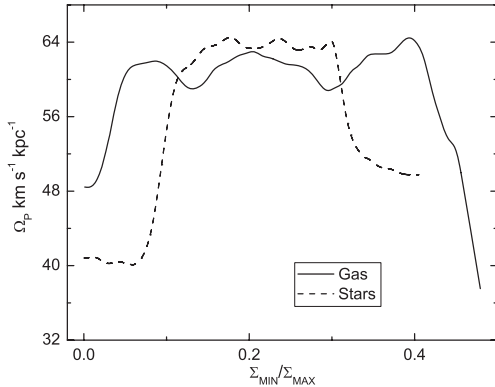


Figure 7. Variation of  $\Omega_p$  with the degree of clipping of the surface density.

### 3.1. Ionized Hydrogen Kinematics Data Analysis

We use the ionized hydrogen data cube from Fabry–Pérot interferometry observations published in García-Barreto & Rosado (2001). The data cube has dimensions  $512 \times 512 \times 48$ , a final image scale of  $0''.58 \text{ pixel}^{-1}$ , and spectral sampling of  $19 \text{ km s}^{-1}$ . García-Barreto & Rosado (2001) used an interference filter with a central wavelength of  $6620 \text{ \AA}$ , and a narrowband ( $30 \text{ \AA}$ ) in order to isolate the redshifted  $\text{H}\alpha$  emission of this galaxy. The authors made the calibration with a neon lamp centered at  $6598.95 \text{ \AA}$ . The exposition time for each channel was of 120 s. No attempt was made by the authors for absolute calibration of the  $\text{H}\alpha$  emission.

The data were already reduced with the ADHOCw<sup>1</sup> software, and we use it to obtain the intensity  $\text{H}\alpha$  monochromatic map, the radial velocity field, and the continuum map. The  $\text{H}\alpha$  image we use for our further analysis was obtained by the sum of 20 channels, without subtraction of the continuum. The velocity field was obtained by finding the barycenter of the  $\text{H}\alpha$  profile peaks for each pixel. The photometric center was determined from the continuum map by looking for the brightest pixel, which in this case coincides with the kinematic center (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007). We trimmed these maps to  $204 \times 204$  to exclude external sources and employed a spectral and spatial smoothing with a Lorentzian function with an FWHM of 3 pixels ( $\sim 1''.7$  compared with the seeing  $\sim 1''.2$ ), more adapted to the instrumental function of a Fabry–Pérot. The final  $\text{H}\alpha$  image and the radial velocity field are shown in Figure 8.

We use the 2D radial velocity field to obtain a rotation curve for NGC 3367. García-Barreto & Rosado (2001) already obtained a rotation curve for this galaxy using the NRAO Astronomical Image Processing System (AIPS) package. For this work, we wish to explore the variation of the parameters of the rotation curve in order to optimize them because they are of fundamental importance for determining the bar pattern velocity. For this purpose, we use the ADHOCw software. These parameters are: inclination  $i$ , position angle PA of the major kinematic axis, systemic velocity  $V_{\text{sys}}$ , and kinematic center. We obtain values similar to those published in García-Barreto & Rosado (2001) with the difference that our systemic velocity and position angle are slightly higher:  $V_{\text{sys}} = 3164 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$  instead of  $V_{\text{sys}} = 3030 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\text{PA} = 60^\circ \pm 5^\circ$  instead of  $\text{PA} = 51^\circ \pm 3^\circ$ . Our kinematic center is located at

<sup>1</sup> <http://www.oamp.fr/adhoc/adhoc.html> developed by J. Boulesteix.

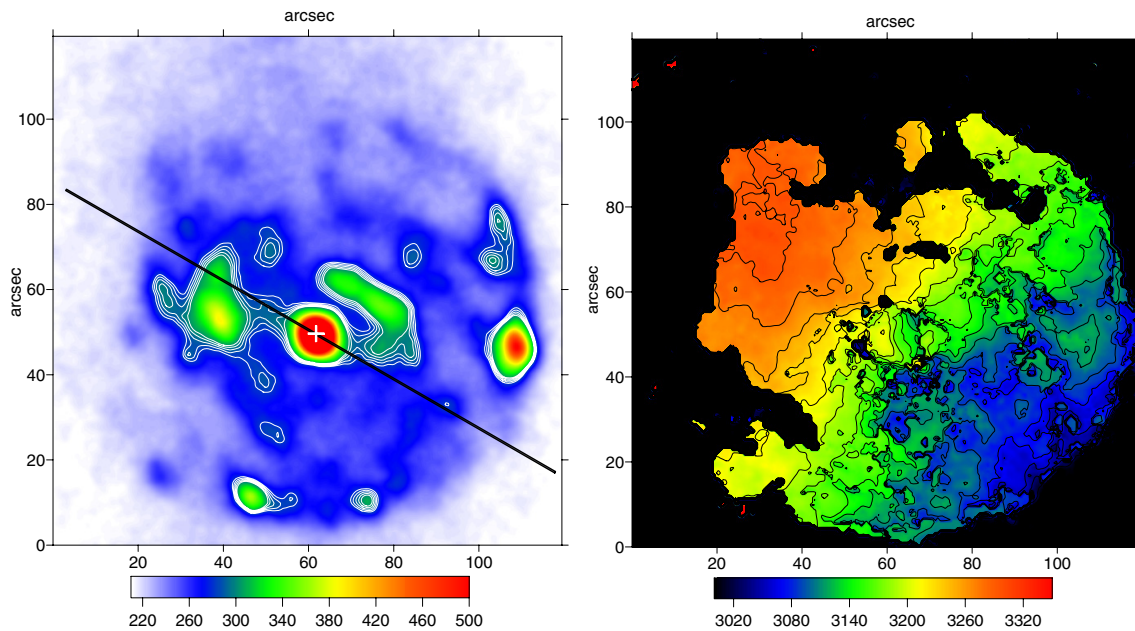


Figure 8.  $\text{H}\alpha$  image (left) and radial velocity field of NGC 3367 with contours levels separated by  $20 \text{ km s}^{-1}$  (right). The contours on the  $\text{H}\alpha$  image depict the bar region and are shown from 280 to 300 with steps of 5 in arbitrary units. Also shown on the left panel is the position of the major axis and the photometric center. The north direction is on the top and the east is on the left.

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

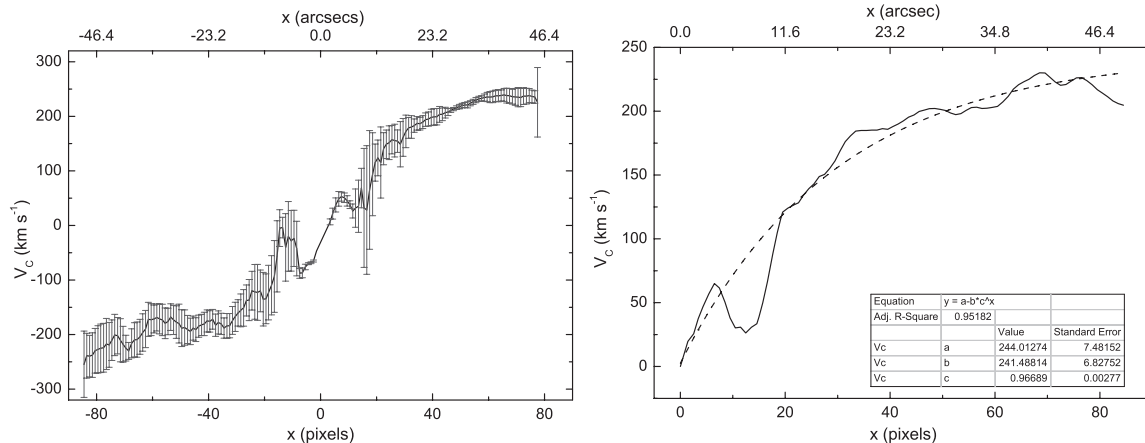


Figure 9. Full rotation curve of NGC 3367 (left panel) and averaged rotation curve (right panel, solid line) with overplotted fit (dashed line). See the text for further details.

R.A. =  $10^h 46^m 35^s$  and Decl. =  $13^\circ 45' 00''$  (J2000.0), which are the same values as those reported by García-Barreto & Rosado (2001). The inclination with respect to the plane of the sky is  $i = 30^\circ \pm 5^\circ$  as in García-Barreto & Rosado (2001). As reported by García-Barreto et al. (2007), the stellar bar length is  $32''$  (6.7 kpc) and is oriented  $15^\circ \pm 5^\circ$  from the kinematic major axis.

The rotation curve was determined by averaging velocities in two sectors along the kinematic line of nodes. Once obtaining the full rotation curve of NGC 3367, we average the rotation curve over both sectors. We fit the mean rotation curve using a weighted asymptotic regression model. The rotation curve of NGC 3367, the averaged rotation curve and the fit are shown in Figure 9.

#### 4. APPLICATION OF THE TW METHOD TO NGC 3367

We applied the TW method to NGC 3367 in order to measure the bar pattern speed. We built an IDL program that calculates the intensity-weighted velocity ( $V$ ) and the intensity-weighted position ( $x$ ) for each strip along the kinematic minor axis of the galaxy. Here, the  $H\alpha$  intensity serves as a weighting function under the assumption that the surface density of the disk is proportional to the  $H\alpha$  intensity ( $\Sigma_{\text{disk}} \propto I_{H\alpha}$ ).

The TW method involves many parameters among which we consider the position angle of the kinematic major axis (PA), the minimum and maximum of the surface brightness image, position of the kinematic center in pixels, systemic velocity, inclination, the range of integration along the major axis, and the location and number of apertures along which we calculate the quantities ( $V$ ) and ( $x$ ). In order to explore the errors in the  $\Omega_p$  determination associated with the uncertainties in the parameters we vary each of them to build a range of values. We assume that within each determined interval there is a subset of values where  $\Omega_p$  is trustworthy if the plots of the weighted mean velocity and position show little scatter such that the slope in the ( $V$ ) versus ( $x$ ) plot is well fitted and passes through the origin. On the other hand, in our case the curves of intensity-weighted velocity and position should start from negative values and move smoothly toward positive ones. By varying the full set of parameters we found that four of them are actually relevant. These are the PA, the minimum of the  $H\alpha$  image, the length

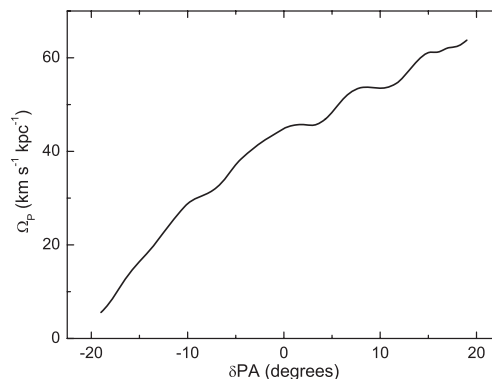


Figure 10. Variation of  $\Omega_p$  with position angle of the disk of NGC 3367.

of the slit along the kinematical major axis, and the range of variation along the minor axis of the galaxy. The errors in  $V_{\text{sys}}$ , and kinematic center have smaller effect on  $\Omega_p$ , as was already noted by Merrifield & Kuijken (1995).

Thus, we begin with the variation of PA. We establish the origin of the Cartesian coordinate system on the photometric center of the  $H\alpha$  image of NGC 3367 such that the  $x$  axis is aligned with the disk kinematic major axis. First, we vary the PA within the range of errors determined from the ADHOCw package ( $\pm 5^\circ$ ) in both northeast direction (positive) and in the southeast direction (negative). From Figure 10, it can be noted that a variation of  $\delta\text{PA}$  by  $\pm 5^\circ$  leads to errors in  $\Omega_p$  of  $\pm 6 \text{ km s}^{-1}$ . We extend this range up to  $19^\circ$  in order to compare it with the behavior of  $\Omega_p$  observed in the simulation. The result presented in Figure 10 shows that for  $\delta\text{PA} > 0$  the curve is almost linear and roughly similar to that of Figure 2. As the bar becomes aligned with the kinematic major axis ( $\delta\text{PA} < 0$ ), the  $\Omega_p$  approaches zero faster. A similar conduct is found for the simulated bar oriented in the same way as the observed one ( $\sim 15^\circ$  from the major axis).

In order to select only those emission regions near the bar, we mask the  $H\alpha$  image by changing the minimum of the image. Clipping to a given minimum  $H\alpha$  intensity is necessary because if the entire image is taken, the plot of ( $V$ ) versus ( $x$ ) is too

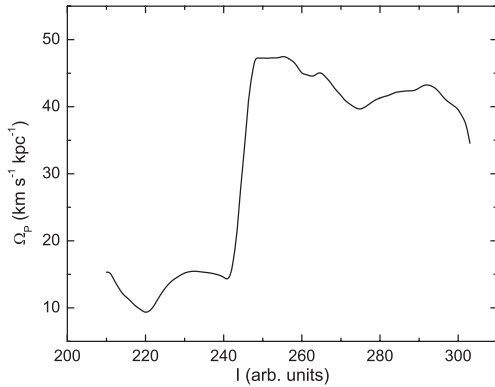


Figure 11. Variation of  $\Omega_p$  with the minimum of intensity of the  $H_\alpha$  image.

noisy and it is difficult to establish a clear fit. As shown in the previous section, a sufficiently noisy background could strongly affect the results. The masking procedure helps to hide bright knots within the interarm regions and allows to achieve higher S/N. Additionally, as demonstrated by Rand & Wallin (2004), intensity clipping helps to improve the results by removing the scatter produced by clumps, but at the same time it could also remove part of the bar pattern. Figure 11 shows the variation of  $\Omega_p$  with the minimum of the  $H_\alpha$  image. The range of varied intensity corresponds to emission that roughly traces disk, spiral arms, and the bar region, except the bright bulge. When compared with the Figure 7, a similar behavior of the pattern speed due to clipping can be observed. Within the bar region (excluding disk and arms) the errors due to clipping are  $\pm 5\%$ . The small variation of  $\Omega_p$  within the clipping range 210–240 is probably due to the clumpiness of the  $H_\alpha$  image around the bar. We also examined the clipping of the maximum intensity and found that it did not significantly alter the results.

Strong emission along the spiral arms represent a great source of noise in bar pattern speed determination that one needs to isolate in order to correctly perform the weighting procedure. The emission intensity of spiral arms is much stronger than that of the bar, and  $\langle x \rangle$  and  $\langle V \rangle$  will be biased by the arms. For this reason, we resort to constraining the integration area uniquely to the bar zone. We restrict the range of integration along the kinematical major axis to avoid the region of the eastern arm. This is an extended and prominent zone that biases significantly the S/N of the intensity near the northeast side of the bar (Figure 8). Since we are interested in the bar pattern speed, avoiding spiral arms that may have a pattern speed distinct from that of the bar would also improve the signal. The fourth important parameter is the range along the minor axis of the galaxy, i.e., the number of apertures. If this range is not limited, the bright spiral arms of the galaxy, in particular the one located in the northwest, enter in the computation and the bar pattern speed cannot be determined.

After analyzing the parameter variation we determined the bar pattern speed of NGC 3367. The parameters mentioned above were constrained in the following sequence: limiting the integration area, limiting the intensity, and varying the PA. The final masked  $H_\alpha$  image and the region where the  $\Omega_p$  was determined is shown in Figure 12. The averaging of quantities in Equation (1) is done along strips of one pixel width, totalling 18 slits parallel to the kinematic major axis within the box.

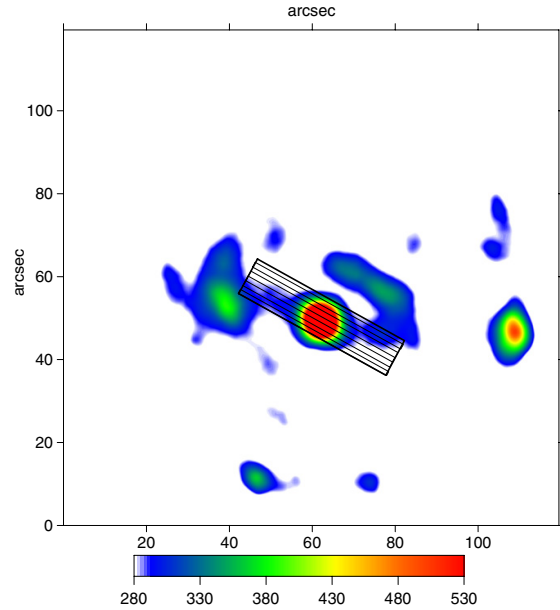


Figure 12. Masked  $H_\alpha$  image and the area of integration used for the final  $\Omega_p$  calculation. Some of the apertures used in the TW method were also marked. Box units are in arcseconds, and intensity is in arbitrary units.

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

We find for NGC 3367 a value of  $\Omega_p = 43 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . This value is consistent with the value reported in García-Barreto & Rosado (2001). In Figure 13, we show the mean weighted position and the mean weighted velocity as a function of the position along the minor axis of the galaxy. Both curves show an almost linear trend, except that  $\langle x \rangle$  shows flattening after  $y = 11$  pixels (1.35 kpc). This is probably due to a characteristic shape of the bar, both parts of which are not symmetric and which appears to be “broken.” This asymmetry is also observed in broadband ultraviolet images (García-Barreto et al. 2007). In Figure 14, we show the mean weighted velocity as a function of the mean weighted position and the mean intensity as a function of the position along the minor axis. The mean intensity has a bell shape similar to that observed for a simulated bar. The sequencing of points also checks that we really measure the bar pattern speed. It is worth noting that if a linear fit is applied to the plots in Figure 13 and then the slope is estimated, the pattern speed is  $\Omega_p \approx 47 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ .

#### 4.1. Determination of $\Omega_p$ by Resonances Analysis

We compared  $\Omega_p$  obtained from the TW method with the one obtained from analyzing fundamental resonances of NGC 3367 predicted by the linear theory. According to the linear theory at the resonance radii there are expected rings of matter with enhanced star formation caused by gas shocks. In particular, NGC 3367 has a ring of radius  $\sim 7$  kpc formed by spiral arms wrapped by more than  $180^\circ$ . Using the diameter of the stellar bar 6.7 kpc given by García-Barreto et al. (2007) and the assumption that the bar ends near the corotation, we find that  $\Omega_p = 45 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Here, the errors in  $\Omega_p$  are due to the rotation curve determination and fitting procedure. This value agrees, within the error limits, with the value we found by the TW method and also accords with the value reported in

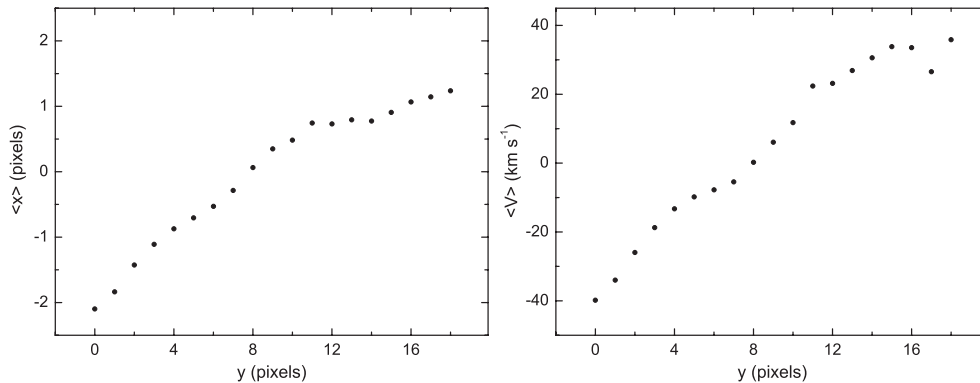


Figure 13. Weighted average position (left) and weighted average velocity (right) along the minor axis.

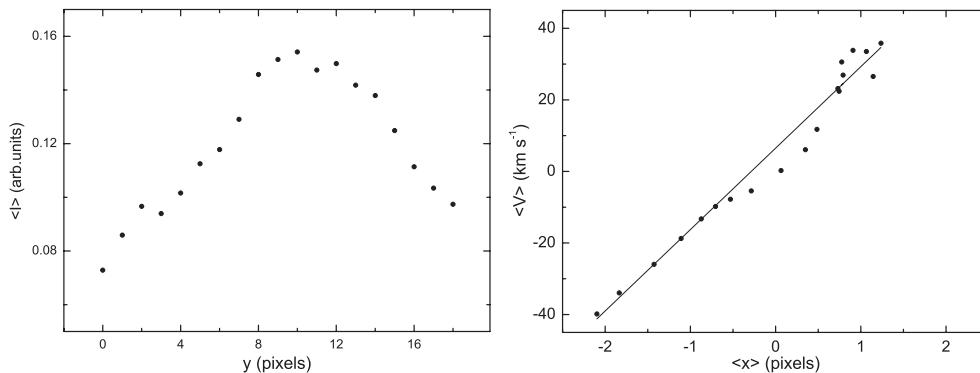


Figure 14. Mean intensity along the slits (left) and weighted average velocity as a function of the weighted average position (right).

García-Barreto & Rosado (2001) of  $\Omega_p = 43 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . In Figure 15 are shown the resonances for NGC 3367 and the bar pattern speed determined by the TW method. The resonances were obtained from the fit to the rotation curve (Figure 9) given in this work. According to the figure, the outer 4:1 resonance is located at 7.7 kpc ( $36''.7$ ), the outer Lindblad resonance (OLR) is at some 11 kpc ( $52''$ ), and there is no inner Lindblad resonance (ILR). However, it should be noted that the resulting  $\Omega_p$  derived in this way should be taken with caution because the ring is not necessarily located at corotation. On the other hand, given the complex structure of the rotation curve in the center and limited resolution, it is difficult to judge whether an ILR is absent or present.

## 5. DISCUSSION

The main aim of this work is to estimate the bar pattern speed of NGC 3367 galaxy using  $H\alpha$  kinematic data. For this purpose, we first investigated the sensitivity of the results to the data quality on numerical galaxy models. We have not intended to create an exact numerical model of NGC 3367, but rather to use the simulations as toy models. For this reason, we cannot directly compare the lengths and pattern speeds of simulated and observed bars. We have tested the TW method for a simulated galaxy bar against contamination of surface density and velocity fields by white noise and Gaussian random field perturbations in our simulated data. We found that the surface density is critical to noise and the bar area should have a good S/N in order to obtain reliable results, as it is used as a weighting function

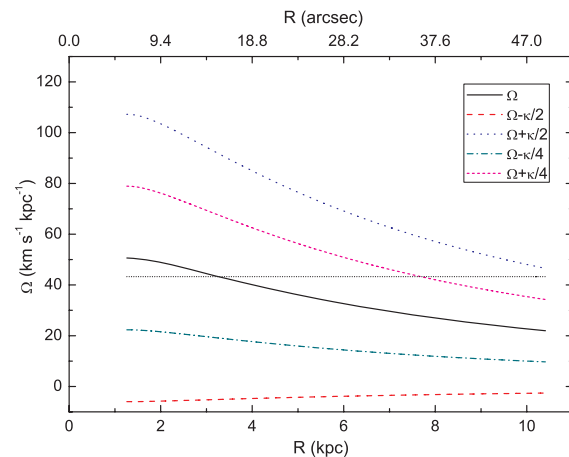


Figure 15. Resonances of NGC 3367. The dash-dotted horizontal line corresponds to the bar pattern speed,  $\Omega_p$ , determined from the TW method.

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

in Equation (1). In contrast, the velocity field appears to be less sensitive to errors, although they also affect the accuracy of the results. This is due to the zero net velocity perturbation introduced in the calculation of  $\langle V \rangle$  where the errors are partially cancelled out. However, for gas-poor, old stellar bars, where the

buckling is significant,  $v_z$  component of the velocity field may be important. We also checked the influence of the position angle on the resulting  $\Omega_p$ . In agreement with Debattista (2003), the results are sensitive to PA uncertainties. When the disk major axis and the bar become aligned, the errors in  $\Omega_p$  increase faster than in the opposite case.

Based on the results of the robustness test, we applied the TW method to NGC 3367 using published 2D data of Fabry–Pérot interferometry. After carefully studying the parameters that could affect the results (minimum intensity, range of integration, number of strips, high-intensity knots and arms, position of kinematic major axis), we found  $\Omega_p = 43 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . We also determined the bar pattern speed by means of resonances analysis and found  $\Omega_p = 45 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . These two results are consistent and in agreement with the value reported previously by García-Barreto & Rosado (2001). The trend in variation of  $\Omega_p$  with the position angle of the kinematical major axis is consistent with the result encountered in the simulated barred galaxy.

As shown in Section 2, the variation of the minimum of the surface density for the simulated barred galaxy could significantly affect the  $\Omega_p$  determination. As we have demonstrated, for NGC 3367 the adopted minimum of intensity in the  $H\alpha$  image is one of the fundamental parameters. Applying a clipping allows us to increase the contrast of emission in the interarm region, thus improving the signal associated with the bar. But, on the other hand, if the trend found for the simulated bar applies to the  $H\alpha$  gaseous bar, the clipping we used for NGC 3367 could lead to an overestimation of  $\Omega_p$  by more than 50% and the bar would lie within a flat region of the curves shown in Figure 7. Thus, if the clipping is not applied, our value of  $\Omega_p$  indeed can be as small as  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ . Yet, a deeper study using galaxy models with complex gas physics is required to verify whether the pattern speed is underestimated due to clipping. The other two parameters we investigated essentially restrain the range of integration parallel and perpendicular to the kinematic major axis. These are underlying parameters that allow us to significantly improve the S/N near the bar zone.

When observing the radial velocity field (Figure 8), an interesting feature can be noted in the nuclear region. The isovelocity contours in the center of the galaxy that are almost perpendicular to the main ones may imply noncircular motions. Since the sharp turn in isophotes is frequently associated with a secondary bar, the possibility of noncircular motions due to different origins is present. In particular, the inner gas polar ring or disk, or a secondary bar may be responsible for the characteristic shape of the isovelocity contours. Such behavior has been observed previously in several galaxies, see for example Moiseev et al. (2004). However, due to the lack of resolution, in this work we were unable to characterize and identify any secondary pattern speed. A study with a better angular resolution and a comparison with the stellar counterpart is necessary in order to analyze the detailed kinematical features in the center of this galaxy.

## 6. CONCLUSIONS

In this work, we apply the TW method to a simulated barred galaxy and test the sensitivity of the method to possible sources of error. Then we measure the bar pattern speed of NGC 3367 using the same method. The results obtained from the application of this method to a simulated galaxy in general hold also for the observed one. However, the simulations have

shown that a significant error can emerge as a result of applying the clipping to the surface density. These facts have motivated us to assert some important conclusions within the limits of our work. First of all, bearing in mind the principal assumptions of the TW method, we can say that it works well enough for the gas phase whenever it is continuously distributed along the bar. On the other hand, the validity of applying clipping to the intensity map should be further investigated. We also want to note the importance of two dimensional data that allow the exploration of a wider range in parameters variation. Given the errors of the position angle determination, the variation of  $\delta\text{PA} \sim 5^\circ$  do not affect too much the resulting pattern speed for NGC 3367. Finally, determining the bar pattern speed by locating the corotation resonance, we found that the result is similar to that obtained by application of the TW method. This fact supports in part the reliability of the method in the case of ionized gas data. A deeper study of this galaxy should be worth, in particular, the comparison with the pattern speed determined from the stellar long-slit spectral observations, which would verify the validity of the TW method for  $H\alpha$  kinematic data.

The authors thank our referee Dr. J. Beckman for his very useful comments on the paper. R.F.G. is supported by post-doctoral fellowship provided by UNAM. P.R. acknowledges CONACyT for doctoral scholarship. M.R. acknowledges CONACyT, project number 46054-F, and DGAPA, project number IN 100606. The simulations were performed on Kan-Balam computer at DGSCA, Department of Supercomputing at UNAM.

## REFERENCES

- Aguerri, J. A. L., Debattista, V. P., & Corsini, E. M. 2003, *MNRAS*, **338**, 465  
 Athanassoula, E. 2003, *MNRAS*, **341**, 1179  
 Beckman, J. E., Fathi, K., Piñol, N., Toonen, S., Hernandez, O., & Carignan, C. 2008, in ASP Conf. Ser. 396, Formation and Evolution of Galaxy Disks, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini (San Francisco, CA: ASP), 353  
 Canzian, B. 1993, *ApJ*, **414**, 487  
 Contopoulos, G. 1980, *A&A*, **81**, 198  
 Debattista, V. P. 2003, *MNRAS*, **342**, 1194  
 Debattista, V. P., Corsini, E. M., & Aguerri, J. A. L. 2002, *MNRAS*, **332**, 65  
 Debattista, V. P., & Williams, T. B. 2001, in ASP Conf. Ser. 230, Galaxy Disks and Disk Galaxies, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini (San Francisco, CA: ASP), 553  
 Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Chomey, F. R., Hasselbacher, D. A., & Bissell, B. A. 1996, *AJ*, **111**, 2233  
 Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., & Montenegro, L. 1992, *ApJS*, **79**, 37  
 Emsellem, E., Fathi, K., Wozniak, H., Ferruit, P., Mundell, C. G., & Schinnerer, E. 2006, *MNRAS*, **365**, 367  
 Fathi, K., Toonen, S., Falcón-Barroso, J., Beckman, J. E., Hernandez, O., Daigle, O., Carignan, C., & de Zeeuw, T. 2007, *ApJ*, **667**, L137  
 Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2007, *A&A*, **466**, 847  
 Fuentes-Carrera, I., et al. 2004, *A&A*, **415**, 451  
 Gabbasov, R. F., Rodríguez-Meza, M. A., Klapp, J., & Cervantes-Cota, J. L. 2006, *A&A*, **449**, 1043  
 García-Barreto, J. A., Franco, J., & Carrillo, R. 1996a, *ApJ*, **469**, 138  
 García-Barreto, J. A., Franco, J., Carrillo, R., Venegas, S., & Escalante-Ramírez, B. 1996b, *RevMexAA*, **32**, 89  
 García-Barreto, J. A., Hernández-Toledo, H., Moreno-Díaz, E., Bernal-Marín, T., & Villarreal-Castillo, A. L. 2007, *AJ*, **134**, 142  
 García-Barreto, J. A., & Rosado, M. 2001, *AJ*, **121**, 2540  
 García-Barreto, J. A., Rudnick, L., Franco, J., & Martos, M. 1998, *AJ*, **116**, 111  
 Gerssen, J., Kuijken, K., & Merrifield, M. R. 1999, *MNRAS*, **306**, 926  
 Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E., Wolter, A., Stocke, J. T., Morris, S. L., & Henry, J. P. 1990, *ApJS*, **72**, 567

- Hernandez, O., Carignan, C., & Amram, P. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 319, Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust, ed. D. L. Block et al. (Dordrecht: Kluwer), 781
- Hernandez, O., Wozniak, H., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O. 2005, *ApJ*, 632, 253
- Hernquist, L. 1990, *ApJ*, 356, 359
- Hernquist, L. 1993, *ApJS*, 86, 389
- Kent, S. M. 1987, *AJ*, 93, 1062
- Kozintsev, B., & Kedem, B. 2000, *J. Comput. Graph. Stat.*, 9, 286
- Merrifield, M. R., & Kuijken, K. 1995, *MNRAS*, 274, 933
- Moiseev, A. V., Valdés, J. R., & Chavushyan, V. H. 2004, *A&A*, 421, 433
- Noguchi, M. 1987, *MNRAS*, 228, 635
- Rand, R. J., & Wallin, J. F. 2004, *ApJ*, 614, 142
- Rautiainen, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2005, *ApJ*, 631, L129
- Tremaine, S., & Weinberg, M. D. 1984, *ApJ*, 282, L5
- Tully, R. B. 1974, *ApJS*, 27, 449
- Westpfahl, D. J. 1998, *ApJS*, 115, 203
- Zimmer, P., Rand, R. J., & McGraw, J. T. 2004, *ApJ*, 607, 285

## Capítulo 6

# Decomposición de masa de varios pares de galaxias interactantes.

En este tercer trabajo se tomaron las curvas de rotación obtenidas con datos de interferometría óptica en la línea de  $H\alpha$ , utilizando el interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA (Rosado et al. 1995), de varios pares de galaxias interactantes estudiados por (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007) y por (Repetto et al. 2010) y se hizo un ajuste con varias componentes, tal como disco, bulbo y halo de materia oscura. De esta forma se tiene en cuenta de la contribución a la masa total del gas, del bulbo estelar y de la materia oscura. Para el disco se utilizó el perfil de densidad del disco exponencial (Freeman 1970), para el bulbo se usó el perfil de densidad de Hernquist (Hernquist 1990a) y para el halo de materia oscura se utilizó el perfil de densidad de Navarro-Frenk-White (Navarro et al. 1996), el isotermino y el de Hernquist. El objetivo de este estudio es discriminar entre contenido de materia oscura y MOND (Dinámica Newtoniana Modificada) o entre los varios perfiles de densidad de los halos de materia oscura, en pares de galaxias en interacción. Teniendo en cuenta este propósito se utilizó también como componente de ajuste el perfil de densidad de MOND (Milgrom 1983). Otro propósito de este estudio es comparar nuestros resultados con las predicciones de simulaciones numéricas de formación de estructuras a gran escala. En este sentido los trabajos teóricos y observacionales no discriminan entre materia oscura o MOND. Uno de los resultados importantes de este trabajo es que las galaxias más pequeñas en los pares estudiados, no conservan sus halos de materia oscura en el proceso de interacción, con la consecuencia de una perturbación más grande en sus propiedades cinemáticas. Este último hecho está en fuerte contradicción con simulaciones numéricas en el marco del paradigma de la materia oscura fría en simulaciones numéricas de formación de cúmulos de galaxias.

Trabajo por enviar:

■ Margarita Rosado, Ruslan Gabbasov, Repetto Paolo, Isaura Fuentes-Carrera, por enviar a la RMxAA



TO APPEAR IN *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*

## DARK MATTER DISTRIBUTION IN INTERACTING GALAXIES

Margarita Rosado<sup>1</sup>, Ruslan Gabbasov<sup>1</sup>, Paolo Repetto<sup>1</sup>, and Isaura Fuentes-Carrera<sup>2</sup>

RESUMEN

ABSTRACT

We revise the rotation curves of several galaxies in Isolated Galaxy Pairs and fit the contributions of stellar bulge and disk, and dark matter halo to the measured rotational velocity of the galaxy in order to confront our kinematical data derived from Fabry-Perot observations with the predictions of numerical simulations on structure and galaxy formation. Our aim is to study the dark matter distribution during an interaction between galaxies. We found that neither theoretical, nor observational approaches are conclusive in clearly establishing which is the central dark matter density profile and in discriminating between dark matter and modified Newtonian dynamics. We find some evidence that small satellite galaxies in M51-type galaxy pairs do not keep their dark matter haloes during the interaction resulting in an observed large perturbation of their kinematics. This is in contradiction with numerical simulations on the formation of galaxy clusters within the framework of the cold dark matter paradigm.

*Key Words:*

### 1. INTRODUCTION

The term Dark Matter has been coined to depict the matter of a cosmic object without any light emission (dark object) and whose only evidence of its existence is the gravitational effect that the body exerts over other bodies that emit any kind of radiation (bright object).

The first astronomer in postulating the existence of Dark Matter (DM) was Fritz Zwicky who studied in 1933 (Zwicky 1933) the internal motions in the galaxy cluster of Coma and found very large orbital velocities for galaxies located at the periphery of the cluster implying a mass for the Coma Cluster hundreds of times larger than the one inferred from the visible galaxies composing it in order to have the bordering galaxies bound. The discrepancy between the mass in visible objects and the inferred gravitational mass to have the cluster bound was known *as the missing mass problem*. However, since at that time the extragalactic research was just starting and much of the forces between galaxies as well as their main properties were not well identified, this discrepancy was forgotten.

In fact, the most solid evidence in favor of DM was found only more than 40 years latter, in the

70s, when Vera Rubin and her collaborators (Rubin et al. 1980) found that in several spiral galaxies the gas ionized by massive disk stars at large distances from the galactic centers had circular velocities much higher than what the visible matter can support in terms of their gravitational potential, implying the existence of a large DM halo where the visible matter of the galaxy (say, stars, gas and dust) was embedded. Within this framework, rotation curves of spiral galaxies, obtained with the H $\alpha$  line of the ionized hydrogen, were “flat” even at large galactocentric distances ( $R \sim 50$  kpc) instead of decreasing following Kepler’s Third Law which would be the case if the gas and stars at those distances felt only the gravitational potential of visible stars (whose mass was more concentrated towards the galaxy center). Instead, the flatness of the rotation curve (RC) at large galactocentric distances implied that a massive but invisible component, mostly distributed as a large, massive halo was affecting gravitationally the motions of stars and gas at those distances increasing their rotational velocities while keeping them bound to the galaxy.

So far, the interpretation of this observational result in terms of a massive DM halo has been the most accepted one because other evidences of DM have been found at other scales (gravitational lenses in galaxy clusters and large scale structure (Clowe et

<sup>1</sup>Instituto de Astronomía, UNAM, México, Apdo. Postal 70-264, México.

<sup>2</sup>Escuela de Ciencias Físico-Matemáticas, IPN. México

al. 2006; Jarrett 2004) and because of some theoretical predictions concerning cosmological models (the Big Bang Model and Inflation). However, the observational evidence is indirect in some way and some other alternatives have been proposed (i.e., Modified Newtonian Dynamics (MOND), magnetic fields (Milgrom 1983)). These theories explain observed dynamics as a result of modification of the force laws instead of necessity for an additional mass due to some undetected dark matter particle.

If DM is the actual responsible of shaping the RCs of spiral galaxies then the accurate form of the RC of a galaxy would give us an insight about DM distribution within galaxies. Following this line of reasoning, in the last years several works have been conducted in order to find out whether the DM distribution around the centers of spiral and irregular galaxies inferred from observations of RCs of their central parts follows the predictions of the model of DM that fits better the large scale structure of the Universe: the  $\Lambda$ -cold DM. Indeed, the contributions of the several components of a galaxy (bulge, disk and DM halo) to the gravitational potential giving rise to the observed RCs can be inferred by assuming several possible DM halo distributions. A controversy has been raised because observations do not support the predictions of the  $\Lambda$ -cold DM halo models in what concerns their central distribution which is found less steep than model predictions (the problem of the cuspy DM haloes). Till now, this is an open question (de Blok & Bosma 2002; Blais-Ouellette et al. 2001).

Most of these studies are being carried out with relatively isolated galaxies or without paying much attention to any possible interaction of the galaxy under study with other galaxies. The point under discussion is the internal distribution (i.e., near the galactic center) of DM of galaxies known to have a higher DM content: irregular and low surface brightness galaxies. In this work we are interested in a more complex problem: interacting galaxies. Although the  $\Lambda$ -cold DM assumes collisionless dynamics, we would like to know how DM behaves during the interaction, in particular, in the central regions of interacting galaxies. Answering this question is difficult both from the observational and from the theoretical point of view.

Observations should register the complexity of a galaxy interaction giving rise to a loss of axial symmetry and to the presence of tidal tails, bridges, and common envelopes and so on. For these observations, 3D spectroscopy becomes imperative. According to our point of view, the first step would

be to study Isolated Galaxy Pairs (IGPs) because they are the simplest systems where a galaxy interaction can be addressed. IGPs are systems composed of two galaxies located in the space so closely that the gravitational effect of their nearest neighbors can be neglected relative to the gravitational effects exerted between each other. This general criterion is translated in a series of quantitative criteria regarding common redshifts, separation between them similar to their angular diameters while the separation to neighboring galaxies is much larger than the angular diameters of the galaxies of the pair. Several catalogues of IGPs have been published taking into account those criteria. In this work we will mainly refer to the Catalogue of IGPs by Karachentsev for Northern galaxy pairs (Karachentsev 1972), which ensures an actual isolation of the interaction between two galaxies. The pairs of this catalogue are biased towards weak interactions (the criteria of isolation eliminate the possibility of mergers) but it does not necessarily imply early encounters.

On the other hand, the  $\Delta$ -cold DM halo models have been well developed at larger scales than the galactic ones, mainly addressing galaxy clustering and large scale structure formation. Some of the well known numerical simulations (such as the Millennium Simulation (Springel et al. 2006, 2005) do not have enough resolution to give conclusive results about the behavior of DM galaxy haloes during an interaction of the type of an IGP. Furthermore, the cornerstones of the DM distribution, the classical papers by Navarro, Frenk & White assume virialized systems, an almost impossible condition for an interacting system. There are other numerical simulations that are not as comprehensive as the Millennium one but those have better resolution. In this work we will try to confront the predictions of these numerical simulations with observations on the kinematics of interacting systems.

A number of questions could be addressed: Is the DM located near the centers of interacting galaxies as abundant as in the case of isolated galaxies? Or is there some redistribution? Is the DM central distribution description undergoing the same type of problems as in the case of the isolated galaxies in what concerns the cuspy halo problem? Is it possible to identify the individual subhalos of the galaxies in IGPs? And, if so are there some galaxy companions having lost their individual halo? Can we identify a pair of interacting galaxies sharing the same halo? And, How do they rotation curves look like?

In the last few years we have studied the kinematics of several IGPs publishing a homogeneous

database of 3D spectroscopic data on four IGPs. In this article we revise the kinematical data of the individual galaxies composing the studied IGPs and extract rotation curves of each pair component. We carry out the RC decomposition taking into account bulge, disk and DM halo components as well as non-circular motions that could affect the results (Section 2). Section 3 is devoted to analyze the main predictions of numerical simulations on this problem. In Section 4 we confront our results derived from our observations with the predictions of theoretical models and numerical simulations and we discuss the differences found drawing finally our conclusions.

## 2. THE KINEMATICS OF ISOLATED GALAXY PAIRS

### 2.1. Observations and data reduction

In the last years we have studied the kinematics of several IGPs publishing a homogeneous database of 3D spectroscopic data on four IGPs: Arp 271 (Fuentes-Carrera et al. 2004), KPG 302 (Fuentes-Carrera et al. 2007), KPG 390 (Repetto et al. 2010) and KPG 468 (Hernández-Toledo et al. 2003). The observations were carried out with the instrument PUMA which uses a scanning Fabry-Perot interferometer (FP). This instrument was developed to address this kind of studies (Rosado et al. 1995) and it is at work at the 2.1m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir, B.C., México.

The FP used is an ET-50 (Queensgate Instruments Ltd.) with a servostabilization system having a free spectral range of  $19.95\text{\AA}$  (equivalent to  $912\text{ km s}^{-1}$ ) at the wavelength of the  $H\alpha$  line. Its finesse of about 24 leads to a sampling of the free spectral range in at least 48 equally separated gap steps (known as channels) obtaining a sampling spectral resolution of  $0.41\text{\AA}$  (equivalent to  $19.0\text{ km s}^{-1}$ ).

We used either a Tektronix or a Site CCD detectors of format  $1024 \times 1024$ , and in most of the cases, we applied a  $2 \times 2$  binning in both spatial dimensions in order to enhance the signal-to-noise ratio. Thus, the resulting object interferometric cubes are either of  $1024 \times 1024 \times 48$  with an angular scale of  $0.58\text{ arcsec/pixel}$  or of  $512 \times 512 \times 48$  with an angular scale of  $1.16\text{ arcsec/pixel}$  (this last format for the binned cubes). The field of view of the PUMA instrument is of  $10\text{ arcmin}$ , sufficiently large to encompass the two galaxies of the pair under study.

To isolate the redshifted  $H\alpha$  emission of the galaxies we used different narrow-band interference filters. We obtained calibration cubes obtained under the same conditions as the object cubes and with

lamps providing calibration lines as close as possible in wavelength as the redshifted  $H\alpha$  emission of the object in order to avoid phase correction problems in the FP. Further details on the observations of the different IGPs can be found in (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007; Repetto et al. 2010; Hernández-Toledo et al. 2003).

Data reduction was done using mainly dedicated packages for FP observations: the ADHOCw<sup>3</sup> software and the CIGALE software (Le Coarer et al. 1993). Standard corrections were done on the cubes such as cosmic ray removal, bias and dark subtraction, flat-fielding as well as wavelength calibration and line-sky subtraction. We also used some other packages such as IRAF<sup>4</sup> and IDL routines in the course of data analysis. Further information on the detailed data analysis can be found in (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007; Repetto et al. 2010; Hernández-Toledo et al. 2003).

### 2.2. Rotation curves of the IGPs

Once the object cubes are wavelength-calibrated we obtain the velocity cubes which give  $H\alpha$  radial velocity profiles for each pixel in the detector (i.e.,  $1024 \times 1024$  or  $512 \times 512$  radial velocity profiles depending on the binning format). From these velocity profiles we can extract the velocity field of the galaxies members of the pair. This process is usually carried out by computing the “barycenter” (a kind of center of mass) of each pixel velocity profile. In this way we obtain the radial velocity of each pixel in the galaxies under study. From the velocity field we extract the rotation curve of each galaxy in the pair in the way described in (Fuentes-Carrera et al. 2004, 2007; Repetto et al. 2010; Hernández-Toledo et al. 2003). In this work we study the data which were used in the mentioned publications and we have analyzed jointly all the data in order to apply homogeneous criteria in the RC decomposition allowing for the fitting of several components: a stellar bulge, a stellar disk and a dark matter halo with different density distributions or instead of DM, allowing for gravity modification.

The fitting was performed with the MPFIT procedure written in IDL by Markwardt (Markwardt 2009). The LevenbergMarquardt algorithm explores the given parameter space and returns the values

<sup>3</sup><http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm> developed by J. Boulesteix

<sup>4</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation

that minimize the sum of squared residuals. The procedure iteratively constructs the synthetic RC and compares it with the observed one. We construct the synthetic RC as a sum of contributions to the RC of a Hernquist Bulge, an exponential disk and one of the halo profiles presented below (Hernquist (Hernquist 1990), pseudo-isothermal, and Navarro, Frenk & White, (Navarro et al. 1996; Navarro et al. 1997) hereafter NFW). We used only published surface brightness profiles in order to fit the stellar disk assuming it is exponential and of infinite extent. In all cases we tried to fit the RC with disk RC only, disk + bulge RC, pure halo RC, and, finally RC from all three components. The fitting equations and parameters are described in (Jimenez et al. 2003). Here we assume the value of the Hubble constant  $H_0 = 71$  km/s/Mpc. In addition, we made the fitting of the RC due to MOND formalism using equation (3) appearing in Swaters et al. (2010) and a fixed value of  $a_0 = 1.0 \times 10^{-8}$  cm/s<sup>2</sup>. The figures and corresponding tables summarizes the best fit parameters.

As mentioned above, the RCs were obtained using the ADHOCw software, and their two branches (approaching and receding) were averaged, together with the corresponding standard deviations. In order to perform the fit we have excluded the points of the RC that had too much scatter presumably due to the interaction, points mostly located at the periphery of the disks.

It should be noted that the fitting procedure is very sensitive to the value of the first point of the RC and its corresponding velocity dispersion. In some cases we have added the first point to the RC by extrapolating towards zero. In the following table we list the parameters and their allowed range used for fitting.

For some of the galaxies the scale length of the disk is given in the literature, which helps to reduce the parameter space to 5 parameters. However, we left it here as a free parameter.

### 2.3. Results on Arp 271

This galaxy pair is composed of two galaxies of similar diameters and brightness: NGC 5426 and NGC 5427 for which we have extracted their RCs and fit both of them with the several components (stellar and DM) already mentioned. In this case, one of the galaxy members has a rotation that could be explained only with its luminous matter.

### 2.4. Results on KPG 302

This galaxy pair is composed of two galaxies of different extensions: NGC 3893 which is the biggest

galaxy of the pair and NGC 3896 of smaller dimensions and brightness that could be considered as the satellite. The pair is thus classified as of M51-type. We have carried out a fitting of the RC of NGC 3893. In the case of NGC 3896, although we do obtain a RC, it is not symmetrical between its approaching and receding sides, it has large velocity dispersion and only few points. Thus, this shows that NGC 3896 is quite perturbed by the interaction and we did not attempt to undertake the fitting procedure to the RC of this galaxy.

### 2.5. Results on KPG 390 (Arp 239)

This M51-type galaxy pair is composed of the galaxies: NGC 5278 (main) and NGC 5279 (satellite). We have obtained RCs of both galaxy members. However we have only studied here the fitting to the RC of the main galaxy because the RC of the satellite galaxy is not symmetrical between the approaching and receding sides and the velocity dispersion is so large indicating that non-circular motions are present probably as a result of the interaction process. When the RC of the satellite is fitted till the point of a maximum value with a pure exponential stellar disk, its mass is  $7 \times 10^{10} M_\odot$  and scale radius  $h = 2.2$  kpc.

### 2.6. Results on KPG 468 (Arp 91)

This galaxy pair is composed of two spiral galaxies of almost the same extension and brightness: NGC 5953 and NGC 5954. We obtained the RCs of both pair members and undertook the RC decomposition for both of them. We note that the RC of NGC 5953 has an inflexion point at about 2.8 kpc suggesting that its DM halo could be embedded in a larger potential well like the potential well of the DM halo of NGC 5954.

## 3. DM HALOES OF GALAXY PAIRS IN NUMERICAL SIMULATIONS

### 3.1. Large-scale numerical simulations

Since the late 1970's, numerical simulations of large-scale structure have been used to describe the formation of structure in the Universe (e.g. (Aarseth et al. 1979; White & Silk 1979)). An essential ingredient in these simulations is the hypothesis that dark matter is present in substantial quantities around individual galaxies as well as in clusters and groups of galaxies (Ostriker et al. 1974; Einasto et al. 1974). White & Rees (1978) combined these elements in a unified scheme: a dominant dissipationless background of dark matter of unspecified type was assumed to cluster hierarchically, carrying with it gas

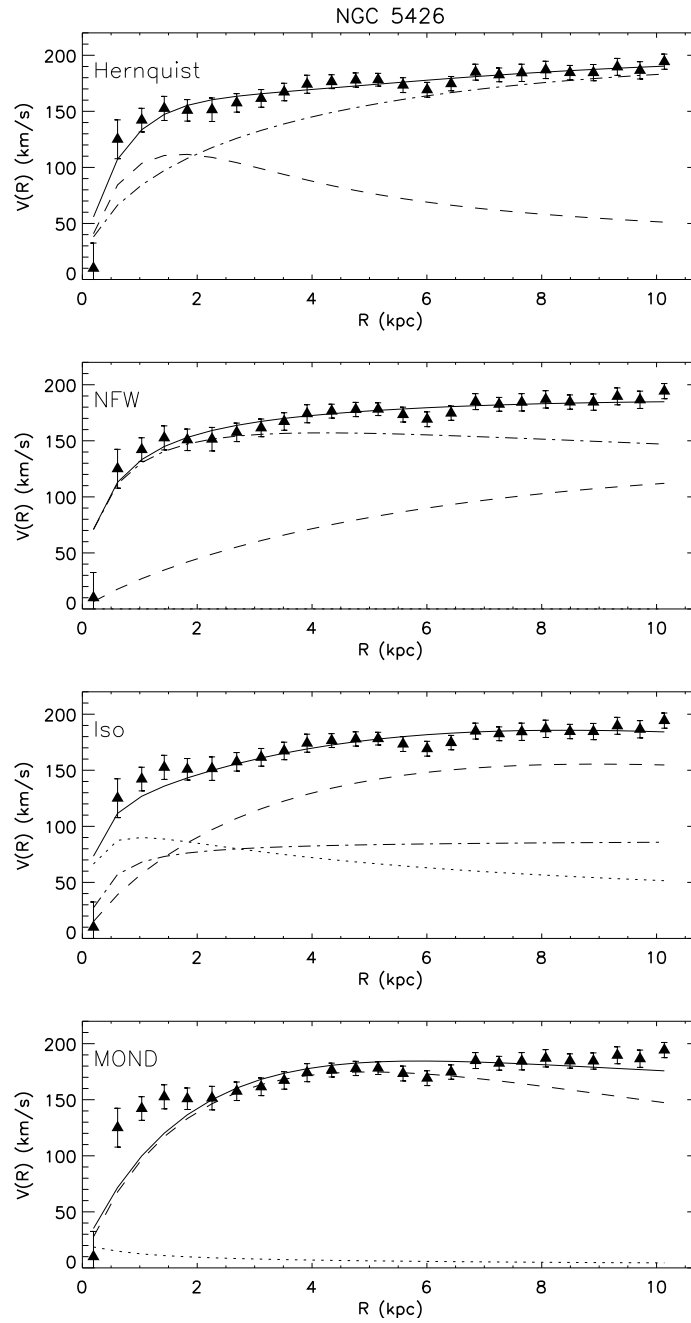


Fig. 1. Rotation Curve of the galaxy NGC 5426 obtained from our ionized hydrogen kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; dot-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting.

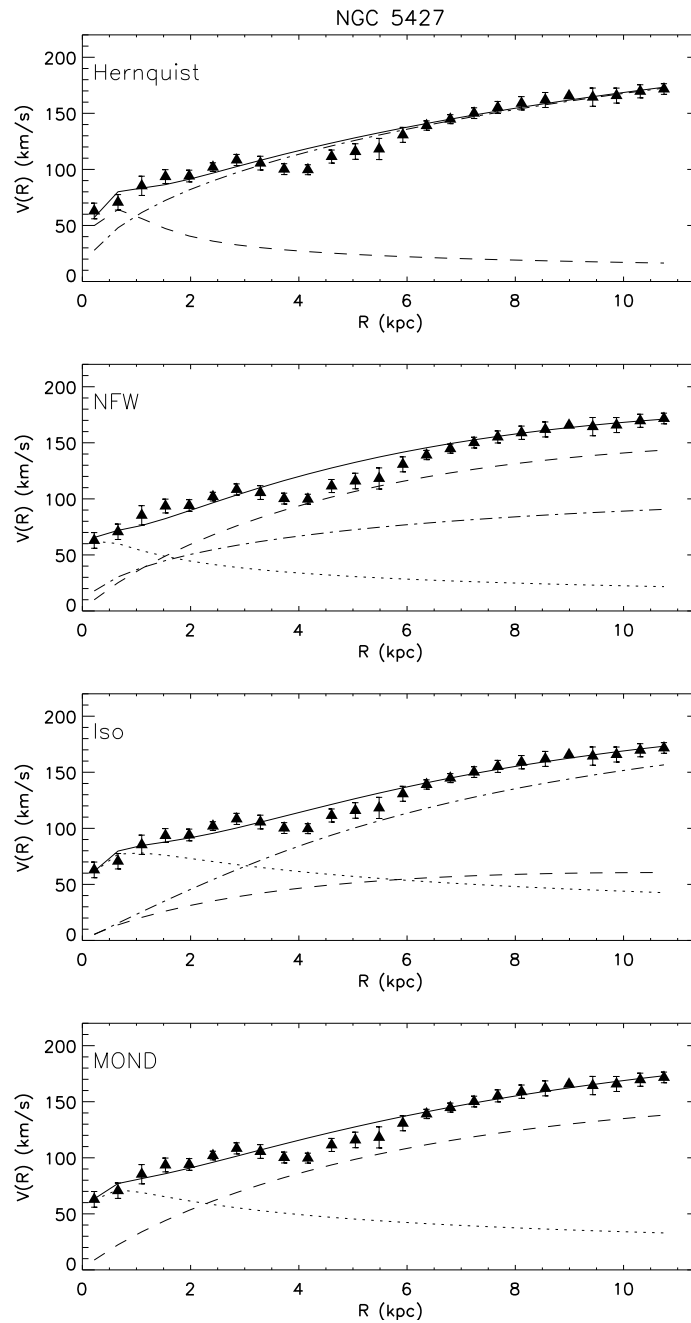


Fig. 2. Rotation Curve of the galaxy NGC 5427 obtained from our ionized hydrogen kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; dot-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting.

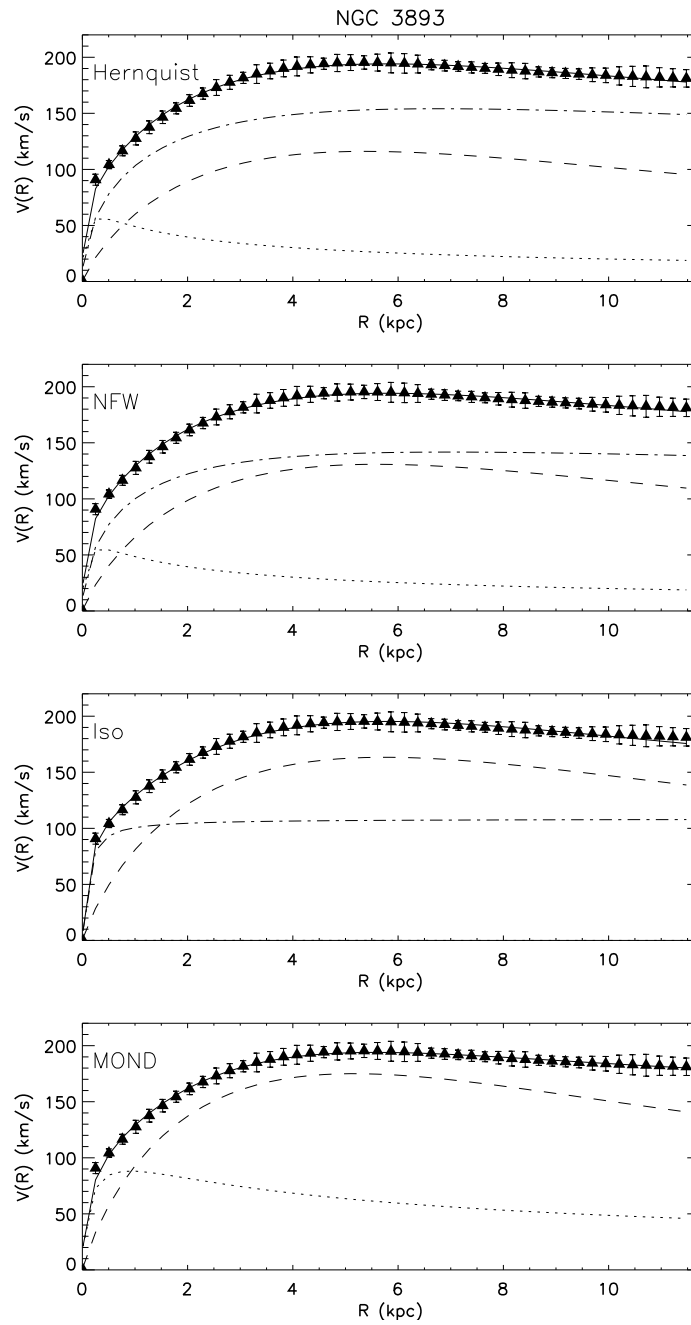


Fig. 3. Rotation Curve of the galaxy NGC 3893 obtained from our ionized hydrogen kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; dot-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting.

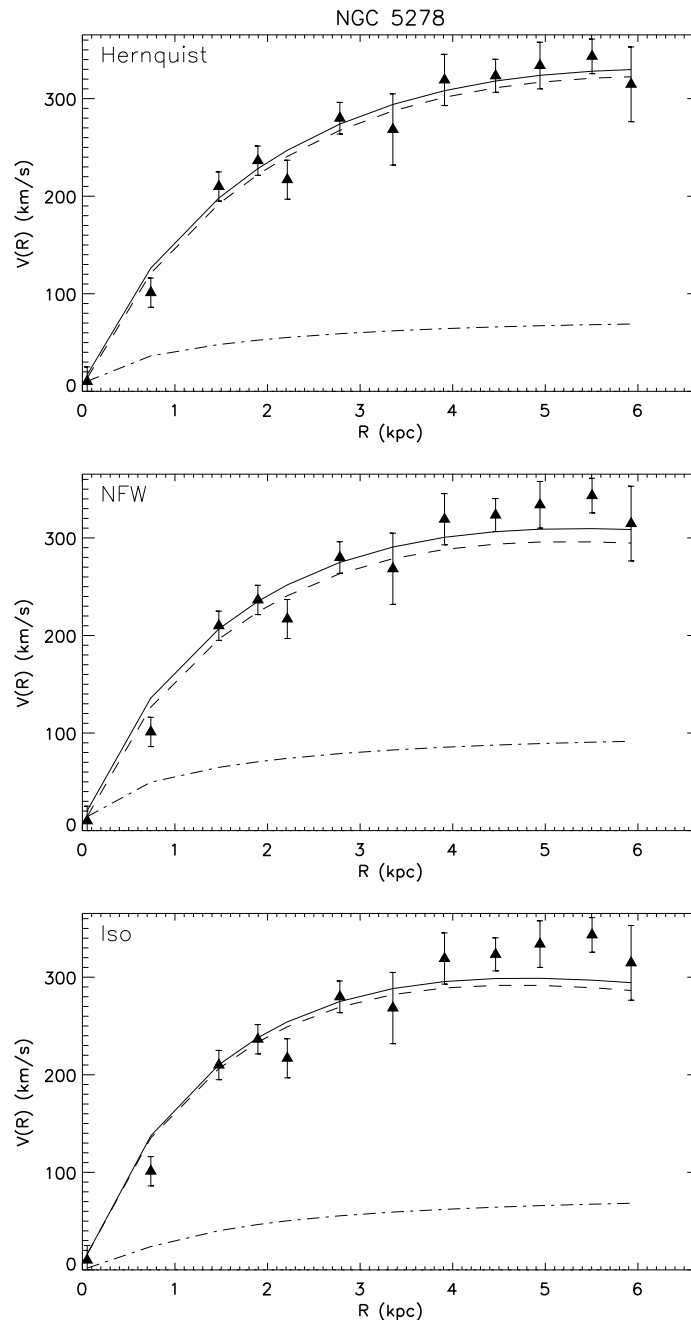


Fig. 4. Rotation Curve of the galaxy NGC 5278 obtained from our ionized hydrogen kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; dot-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting.



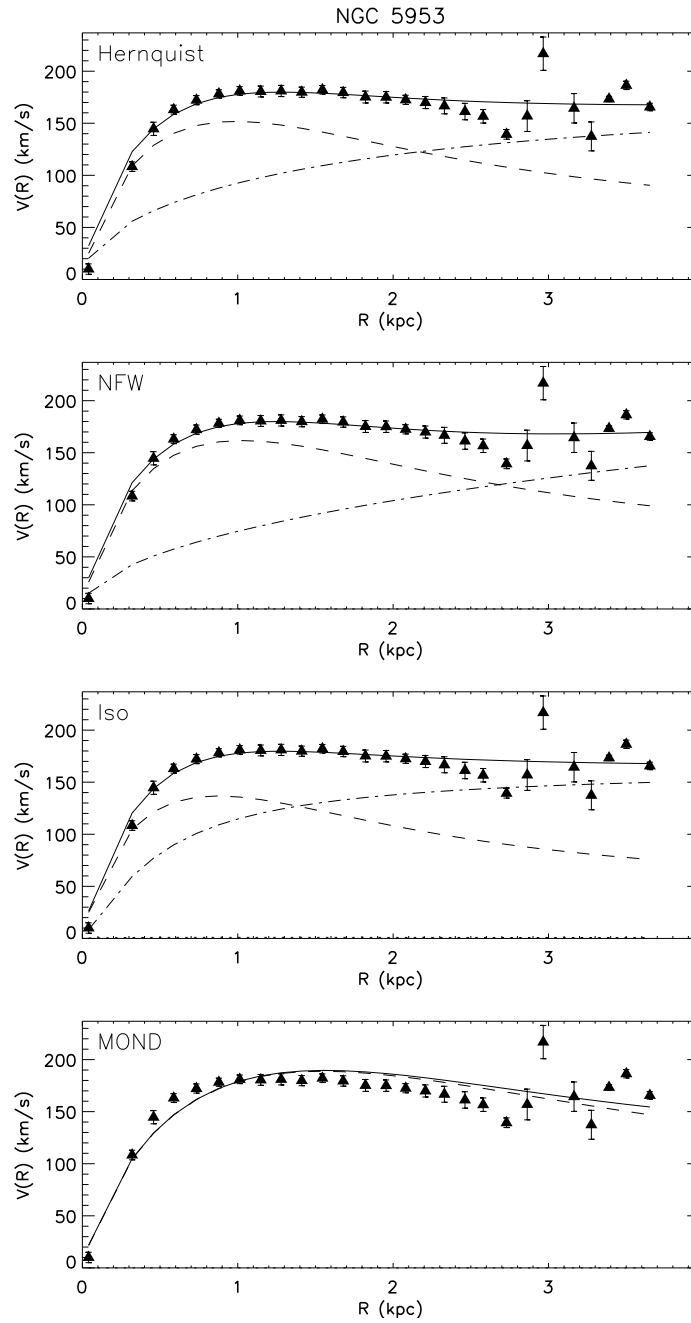


Fig. 5. Rotation Curve of the galaxy NGC 5953 obtained from our ionized gas kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; dot-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting. Note the decreasing of  $V(R)$  at about 2.8 kpc and its subsequent rise for larger galactocentric distances.

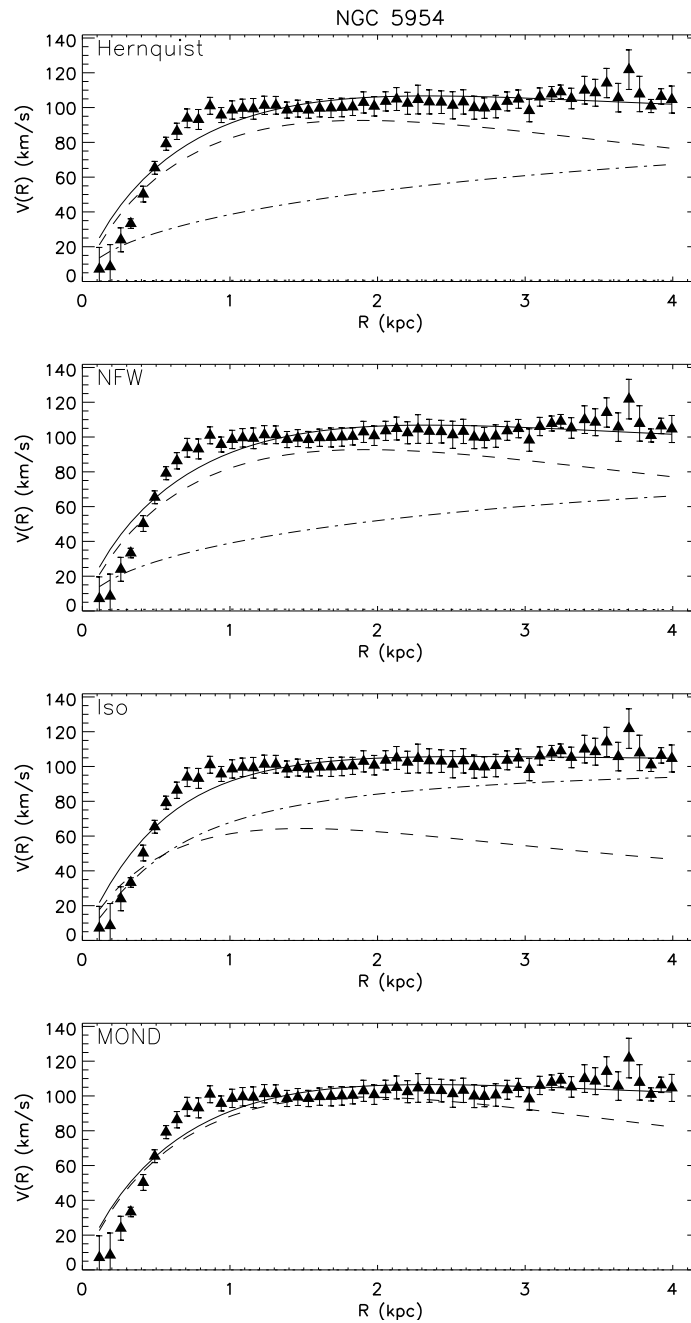


Fig. 6. Rotation Curve of the galaxy NGC 5954 obtained from our ionized gas kinematics (triangles). The contribution of the different components is marked with different curves: solid-total; dashed-stellar disk; points-stellar bulge; point-dashed-DM halo. Different panels depict different DM halo distributions or MOND fitting.

TABLE 1

RANGE OF VARIATION OF THE DIFFERENT PARAMETERS USED IN THE FITTING PROCESS

$M_D$ (M.)	h (kpc)	$M_B$ ( $M_\odot$ )	$a_B$ (kpc)	$M_H$ ( $M_\odot$ )	$a_H$ (kpc)
$10^8 - 10^{12}$	0.1 - 10	$10^3 10^{10}$	0.01 - 2	$10^8 10^{13}$	0.1 - 100

TABLE 2

BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	0.6	0.8	–	–	68.2	19.6	0.19	
Isothermal	5.9	4.1	0.7	1.1	22.2	0.3	0.49	$C = 376.3$ ; $V_{200} = 88.1 \text{ km s}^{-1}$
NFW	7.5	8.9	–	–	15.8	1.9	0.25	$C = 57.0$ ; $V_{200} = 78.5 \text{ km s}^{-1}$
MOND	4.2	2.3	0.05	0.1	–	–	0.78	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

The disk scale length is  $5.6''$  (2.73 kpc for  $H_0 = 71$ ). In case of the isothermal halo fit a pure halo with no baryonic mass gives better result.

TABLE 3

BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	0.07	0.3	–	–	553.9	82.0	0.7	
Isothermal	1.1	5.1	0.5	0.9	47.0	6.0	0.6	$C = 56.6$ ; $V_{200} = 246.3 \text{ km s}^{-1}$
NFW	10.0	7.4	0.1	0.3	25.8	17.3	0.9	$C = 7.5$ ; $V_{200} = 92.5 \text{ km s}^{-1}$
MOND	11.4	8.5	0.3	0.6	–	–	0.6	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

TABLE 4

BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_\odot$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	2.0	2.5	0.1	0.3	14.9	6.7	0.10	DoF=40
Isothermal	4.3	2.7	–	–	41.7	0.1	0.05	$C = 1600$ ; $V_{200} = 108.5 \text{ km s}^{-1}$
NFW	2.6	2.6	0.1	0.3	18.4	3.2	0.10	$C = 35.98$ ; $V_{200} = 82.52 \text{ km s}^{-1}$
MOND	4.4	2.4	0.6	0.9	–	–	0.15	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

The scale length determined by Kranz et al. (2003) is 1.8 kpc (distance 17 Mpc). For  $V_{\text{sys}} = 962 \text{ km/s}$  the distance is 13.36 Mpc and the angular size of 1kpc is  $15.4''$ .

which cooled and condenses to form galaxies in the cores of heavy haloes. Since then, numerical simulations on the assembly and growth of structure have become more and more powerful. The Millennium simulation (Springel et al. 2005) used more than 10

billion particles to trace the evolution of the matter distribution in a cubic region of the Universe over 2 billion light-years on a side. In this simulation, particles have a mass of  $8.6 \times 10^8/h$  solar masses, enough to represent dwarf galaxies by about a hundred par-

TABLE 5  
BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	18.4	2.9	–	–	4.6	9.8	0.34	
Isothermal	11.1	2.2	–	–	17.6	1.3	0.19	$C = 84.6$ ; $V_{200} = 82.1 \text{ km s}^{-1}$
NFW	12.9	2.4	–	–	10.4	5.3	0.65	$C = 18.1$ ; $V_{200} = 68.2 \text{ km s}^{-1}$
MOND	22.6	3.2	–	–	–	–	0.21	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

Pure disk (without bulge) fit gives better results.

TABLE 6  
BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	0.63	0.45	–	–	22.0	9.5	1.35	DoF=21
Isothermal	0.45	0.40	–	–	147.5	0.45	1.29	$C = 512.6$ ; $V_{200} = 165.4 \text{ km s}^{-1}$
NFW	0.51	0.48	–	–	11.9	1.85	1.66	$C = 54.1$ ; $V_{200} = 71.3 \text{ km s}^{-1}$
MOND	1.53	0.71	–	–	–	–	2.58	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

This galaxy has  $V_{\text{sys}} = 1962 \text{ km/s}$ , and the corresponding angular size of 1 kpc is  $7.46''$ . The scale radius derived from I-band, is  $h = 11.7''$  (1.57 kpc).

TABLE 7  
BEST FIT PARAMETERS FOR THE DIFFERENT DM HALO DISTRIBUTIONS OR MOND

Halo	$M_{\text{disk}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	h (kpc)	$M_{\text{bulge}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_b$ (kpc)	$M_{\text{halo}}$ ( $10^{10} M_{\odot}$ )	$a_h$ (kpc)	$X^2/\text{DoF}$	Notes
Hernquist	0.45	0.88	–	–	15.2	20.0	0.62	DoF=21
Isothermal	0.17	0.69	–	–	36.9	0.53	0.51	$C = 273.8$ ; $V_{200} = 104.3 \text{ km s}^{-1}$
NFW	0.46	0.89	–	–	11.9	10.0	0.64	$C = 10.1$ ; $V_{200} = 71.5 \text{ km s}^{-1}$
MOND	0.52	0.88	–	–	–	–	0.59	$a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-1}$

This galaxy has  $V_{\text{sys}} = 1856 \text{ km/s}$ , and the corresponding angular size of 1 kpc is  $7.9''$ . The scale radius derived from I-band, is  $h = 10.4''$  (1.32 kpc). The fitting is quite difficult for this galaxy. All plots are best fitted with pure disk (without bulge) contribution.

ticles and galaxies like the Milky Way by about a thousand. The spatial resolution of the simulation is 5 kpc/h.

In large numerical simulations, the identification of DM haloes is not straightforward. These are identified as non-linear objects using a variety of methods. Two of the most common are the Friends-of-Friends scheme (FOF (Davis et al. 1985)) which links together all particle pairs closer than some chosen limit and defines haloes as disjoint sets of mutu-

ally linked particles; and the spherical overdensity scheme (SO (Lacey & Cole 1994)) which defines halo centers as local potential minima or density maxima and halo boundaries as the largest spheres surrounding these centers for which the mean enclosed density exceeds a chosen threshold; haloes whose center lies inside a more massive halo are then discarded. Both methods have both pros and cons. FOF selection does not impose any fixed shape or symmetry on the haloes and does not require any a priori choice of

center or any pruning of the halo catalogue. On the other hand, its haloes are often made up of distinct clumps with well-separated centers joined by relatively low-density filaments. The SO scheme does not have this problem but it chooses an a priori center and requires the halo boundary to be spherically symmetric about this center. A more complex way to identify DM haloes was developed by Springel and colleagues (Springel et al. 2005). With this method, most groups consist of a single dominant (sub) structure, which can be identified as the main halo, a set of much smaller substructures, and some diffuse unbound material. In any case, the identification of a DM halo as such is related to more than one parameter.

Besides this technical difficulty, another question arises regarding the distribution of DM inside the haloes. Large-scale numerical N-body simulations (NFW (Navarro et al. 2004; Diemand et al. 2004)), whose scale resolution is about 1 kpc, allow solely an extrapolation of the very inner slope of the DM profile and do not take into account interactions with the baryons which fall in the DM potential well or the controversial effect of the presence of a black hole (BH) at the center of the halo (Ullio et al. 2001; Merritt et al. 2002; Bertone & Merritt 2005). As each object collapses and grows, it experiences violent relaxation leading to a temporary quasi-equilibrium state with near-universal density profile (NFW). Infalling previously virialized systems typically survive as self-bound substructures for a number of orbits within their new host before finally dissolving. In high-resolution simulations the fraction of the mass of a dark matter halo in such substructures ranges from 1 to 20 per cent, with most of it lying in the few most massive objects (e.g. (Diemand et al. 2004; Gao et al. 2004)). As a result of such ongoing and inhomogeneous accretion processes the dynamical structure of cold DM haloes deviates significantly from true equilibrium. These deviations can be thought of as excitations of the underlying equilibrium model which may be related to warps or lopsidedness in the central galaxy (Debattista & Sellwood 1999; Jog 2002).

Studies of galaxy formation and halo occupation by baryonic matter within the CDM model have proven to be rather difficult. One early approach was to identify the locations and characteristic internal velocities of forming galaxies with those of DM haloes in N-body simulations (Frenk et al. 1985, 1988; White et al. 1987). Even now, the link between DM halo and the galaxies populating them is not straightforward. DM haloes in large-scale numeri-

cal simulations are populated with baryonic matter using semi-analytic models (SAM) such as those by Springel et al. (2005) and De Lucia et al. (2006). In this type of models, all physical processes associated with the baryonic matter are described by phenomenological prescriptions parameterized to match observed galaxy properties like luminosity and color distributions, morphologies, gas and metal contents as explained in detail in (De Lucia & Blaizot 2007; Croton et al. 2006). The adopted SAM models (and controls when to introduce) the star formation, generation of galactic winds, supernova feedback, black hole growing and also the suppression of cooling flows by AGN feedback. However, no work has been done on the accretion processes for isolated galaxy pairs.

Regarding the studies of paired galaxies using these large-scale simulations, these have been done from a statistical point of view. Barton et al. (2007) uses a large cosmological N-body simulation coupled with a well-tested semi-analytic substructure model (Zentner et al. 2005; Berrier et al. 2006) to demonstrate that the majority of galaxies in close pairs reside within cluster- or group-sized halos. Those authors use their simulations to devise a means to select galaxy pairs that are isolated in their dark matter halos with respect to other massive subhalos and to select a control sample of isolated galaxies for comparison. Applying these selection criteria to a volume-limited subset of the 2dF Galaxy Redshift Survey, they obtain the first clean measurement of the *typical* fraction of galaxies affected by triggered star formation and the average increase of the star formation rate. Still no information is given on the properties of the DM haloes of these galaxy pairs.

Other works involve the selection and analysis of galaxy pairs in large-structure numerical simulations in order to build adequate control samples to confront the properties of galaxies in pairs, especially with the advent of large galaxy surveys such as the 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS; (Colless et al. 2001)) and Sloan Digital Sky Survey (SDSS; (York et al. 2000)). In order to properly achieve a statistical and comprehensive study of different properties (i.e. star formation activity, morphology) for galaxies with and without a close companion, Perez et al. (2009) analyze one mock galaxy catalogue of galaxy pairs and other catalogue of isolated galaxies built from the Millennium Simulation. However no particular information is given on the fate of DM haloes and their substructures as these galaxies interact and merge.

### 3.2. Numerical simulations on individual pairs

Numerical simulations of interacting galaxy pairs have provided insights on the relevance of mergers and interactions in the formation and evolution of galaxies (Toomre & Toomre 1972; Barnes & Hernquist 1992; Mihos & Hernquist 1996). Since the first reconstructions of orbits and shapes of galaxies such as NGC 4676 and NGC 4038/9 (Toomre & Toomre 1972), modeling galactic collisions has shed light on different subjects of galaxy evolution. Tree codes have been the method of choice for many merger studies, as they offer a wide dynamic range regarding their spatial and mass resolution (Barnes & Hut 1986; Press 1986; Barnes 1990). Gas has been incorporated into such tree code simulations using the Smoothed Particle Hydrodynamics method (SPH) (Gingold & Monaghan 1977; Lucy 1977; Buchler 1990; Monaghan 1992).

Several N-body + SPH codes have been used to study the encounter between two galaxies such as ZENO developed by Barnes<sup>5</sup> Barnes (2002) and GADGET2 developed by Springel Springel (2005) and VINE Wetzstein et al. (2007). All of these codes include standard N-body techniques for the collisionless components and Smooth Particle Hydrodynamics (SPH) for the gaseous component. Numerical experiments of colliding galaxies usually make use of particles of different mass in order to trace the dynamics of different components such as bulge, disk, stellar halo and DM halo. In some cases, the dark matter halo is chosen to have a constant density core (Dehnen 1993; Tremaine et al. 1994), while in other galaxies are constructed using a spherical dark matter halo (with a Hernquist profile, (Hernquist 1990)), or a Navarro, Frenk & White (NFW) halo. The choice of DM halo profile is usually left to the code user.

Most of these codes and simulations have been used to study the evolution of the baryonic matter in interacting galaxy pairs. For instance, simulations of individual interacting galaxy pairs have shown that mergers may transform gas-rich disk galaxies into elliptical galaxies, and possibly into S0 galaxies as well. The outcome of a disk-galaxy merger depends on the relative sizes of the galaxies and on the behavior of the gas. These simulations illustrate the formation of extended gas disks in merger remnants (Barnes 2002). Other works have tried to reproduce the morphology of observed interacting pairs such as M51 (Salo & Laurikainen 1999, 2001); others try to reproduce both the observed morphology and the kinematics (Fuentes-Carrera et al. 2010).

<sup>5</sup><http://www.ifa.hawaii.edu/barnes/software.html>

Some numerical works have studied the DM halo in the context of the formation or suppression of structure of the baryonic components. For instance, tidal debris of a merger have been used to probe the properties of the underlying dark matter haloes (Faber & Gallagher 1979; Martinet & Mayor 1983; Negroponte & White 1983; Barnes 1988). Merger models in which the dark matter haloes are set up as pseudo-isothermal spheres (Hernquist 1990) or NFW haloes can form significant tidal tails, provided that the ratio of escape velocity to circular velocity at about the solar radius in the progenitor galaxy is less than or equal to 2.5 (Dubinski et al. 1999). Other simulations have studied the effect that parameters associated with the simulation itself (such as number of particles and softening length) have on the formation of tidal structure, in particular, of tidal dwarf galaxies. Wetzstein et al. (2007) ran several simulations of interacting galaxy pairs modifying the number of particles in the DM haloes. Those authors find that the gravitational collapse of objects inside a tidal arm, which has been reported for pure N-body simulations (Barnes & Hernquist 1992; Barnes 1988; Dubinski et al. 1999; Barnes & Hernquist 1996), is strongly suppressed if the simulations have a high enough resolution. They also find that the presence of a sufficiently massive and extended gas component in the progenitor disk supports the formation of bound stellar objects in the tidal arms.

Though very detailed work has been done on the interaction of two galaxies, so far no work has taken into account the possible “deformation” of the DM haloes during the interaction or on the evolution of DM haloes during the encounter between two galaxies. Both processes are to be expected even in a cold DM scenario.

A special mention deserves the work by Ghigna and collaborators Ghigna et al. (1998) analyzing the results of a high spatial resolution simulation (5 kpc per pixel) in a nesting scheme of a pure DM halo reproducing a cluster of DM of dimensions equivalent to the Virgo Cluster, object that the mentioned work try to emulate (but without baryons). The simulations are linked to a (sub) halo identification algorithm. Although that work does not study isolated galaxy pairs, the authors do ask (and answer) some of the questions relevant to us regarding the role of interactions on the internal structure of DM haloes of galactic dimensions (better known as subhaloes) inside a larger DM halo of cluster-of-galaxies dimensions. There are several important findings of Ghigna and collaborators, while it is not so straightforward the direct application to isolated pairs:

1. DM subhaloes in clusters (i.e., interacting, as opposite to subhaloes called peripheral that could be equivalent to non-interacting systems) do not have a density distribution following the NFW profile while peripheral subhaloes do.
2. DM subhaloes in clusters have a density distribution following that of Hernquist (Hernquist 1990). This implies that, at large galactocentric distances, the density decreases more abruptly (as  $r^4$  compared to the NFW decrease as  $r^3$ ). As a result, the interacting DM subhaloes have dimensions and masses smaller than their equivalent non-interacting. This can be explained as effects of tidal stripping and halo-halo encounters.
3. There is an inflexion point in the DM halo's rotation curve at large galactocentric distances (compared to the constant circular velocity till a decrease of this quantity in the case of a non-interacting DM halo), identified as a decrease and subsequent rise of the circular velocity, that could be interpreted as revealing that the subhalo is embedded in a stronger potential well (that of the DM halo of the cluster).
4. Although the authors do not mention it as a result, an inspection of their figures show that some of the prototypical interacting DM subhaloes have a central flat density similar to a *core* (feature impossible to find in a NFW density profile). The authors caution about this effect as spurious and due to poor mass resolution and force softening. Consequently, recent high resolution numerical simulations (which have a similar resolution of  $\sim 5$  kpc, as the one reported in Ghigna et al. (1998)) are not able to discriminate between cuspy and pseudo-isothermal DM haloes in the case of DM subhaloes (or galaxy?) interactions.
5. Binary mergers between subhaloes of similar mass will lead to a single subhalo (common halo) with no memory of its history, whereas in an interaction between pairs of very different masses (equivalent to M51-type galaxy pairs), the satellite subhalo will keep its identity for long time. This later result helps to solve the problem of *overmerging* in DM haloes that is in contradiction with the existence of galaxy clusters. It seems that it is due to a lack of spatial resolution in numerical simulations.
6. The concentrations of interacting DM subhaloes are higher than those of non-interacting DM

subhaloes. Since the authors can follow the subhalo accretion at different redshifts, they could conclude that the increase of concentration with interactions is due to the formation of the DM subhaloes in clusters at earlier times than those of isolated DM subhaloes instead of thinking that this finding is related to some central relaxation due to the secular evolution of the interacting galaxies.

#### 4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We have only a small sample of IGP's but, nevertheless, we can draw some conclusions.

Of the four IGP's studied here two have their galaxy members almost of the same extension and mass (we will call them twin pairs) and the other two are of the M51-type.

For one of the twin pairs (Arp 271), the RC of one of the galaxies does not require a DM halo to reproduce the observed rotation. A massive stellar disk and a modest bulge are enough to explain its rotation. However, the other galaxy member of the pair has a rotation that requires the presence of DM or modified dynamics. Is it possible that one of the galaxies has lost its DM halo in the course of the interaction in order to form a larger common halo now attached to one of the pair members? In the case of KPG 468, the RC of one of the galaxies (NGC 5953) presents a feature at about 2.8 kpc consisting in an inflexion point followed of a rise in rotation velocity at larger distances, resembling the effect found by Ghigna et al. (1998) and discussed in Section 3 interpreted as revealing that the DM (sub)halo is embedded in a larger potential well (The DM halo of the twin galaxy NGC 5954?).

In general, for those twin pairs, it is not possible to discriminate by means of the present kinematical observations, the central density distribution of the DM halo because all the tested distributions give a good fit with reasonable parameters. It should be noticed that the halo masses deduced for pseudo-isothermal DM distributions are higher than those deduced for Hernquist or NFW distributions. The same happens for halo concentrations: pseudo-isothermal haloes have higher concentrations than NFW. In any case, DM halo masses are at least 10 times larger than bright matter (stellar) masses.

In what concerns M51-type pairs, we note that the RCs of the satellite members imply a very high perturbation of the galaxy presumably due to the interaction with a more massive galaxy pair member. This is somewhat contradictory with the fact that the massive haloes of the satellite galaxies would prevent such perturbations due to the stabilizing role of

the massive DM halo. However, the RCs of satellite galaxies suggest (at least in the case of KPG 390) that no DM halo is required in order to explain the rotation, confirming the origin of the largely disturbed rotation. This contradicts the results of numerical simulations Ghigna et al. (1998), in the sense that these satellite galaxies do not seem to keep their DM haloes for long time during the interaction. If this behavior of satellite galaxies is more general than our two cases, it would pose a problem for explaining galaxy cluster formation within the framework of cold DM simulations, giving rise to the overmerging problem.

As in the case of twin pairs, for the main galaxies, it is impossible to discriminate between DM and modified dynamics and between the several possibilities of DM studied here. Also, the pseudo-isothermal fits require a more massive halo of higher concentration than NFW fits.

We notice that the severe difficulties both observational and theoretical to study the DM content of interacting galaxies are not fully overcome even in the case of isolated galaxy pairs and, consequently, it is not possible to discriminate between the several models tested here and the kinematic data.

It is important to use the pair catalogues drawn from the Millennium Simulation in order to study the halo shapes and density distributions during the course of an interaction. It is important to increase the resolution and softening length of dedicated simulations addressing the interaction between only two galaxies.

In what concerns observations, it is of course important to obtain higher angular resolution 3D spectroscopy. But it is also important to complement those observations by fixing some of the free parameters used in this work. It is important to remind that the fitting a RC with several structural components is not a problem having a unique solution. As one can see, Table 1 shows the different parameters (and values) one can vary. Furthermore, the fitting also depends on the number of components considered. We thus require fixing some of the free parameters; for example, with good surface photometry, the disk scale length can be fixed and more realistic disk contribution taking into account the actual form of the disks can be incorporated; the M/L of disk and bulge can be known by means of spectroscopy and population synthesis modeling, etc.

The sample of observed pairs should increase in order to have better statistics. This includes to have well studied galaxy pairs covering a wide range in their interacting process and in their mass ratios.

The galaxy pairs we selected are biased towards weak interacting systems (at least they are not merging); we require to complement this study with pairs undergoing a more violent interaction. It is also important to confirm, by means of getting the kinematics of more satellite galaxies in M51-type pairs, whether or not the RCs of satellite galaxies require a DM halo to explain their rotations and perturbations.

One of the results of this work is that the observations can be equally explained by considering that the laws of Newtonian dynamics are modified. This fact has been used as an alternative way to explain the flat RCs of isolated galaxies. In this work we pay some attention in fixing the same  $a_0$  acceleration parameter to all the fits of RCs (a value that has been found in fitting other RCs and also trying to extrapolate MOND to larger dimensions systems) and we show that the resulting fits are reasonable and undistinguishable from the several DM fittings.

In conclusion:

1. Large spiral galaxies in isolated pairs have RCs that require an additional component besides stars (baryons) in order to explain their rotational motions. Thus, galaxies in interacting galaxy pairs, as well as isolated galaxies, seem to be dominated either by DM haloes which represent from 10 to 100 times the mass of the bright matter in their disks and bulges or their motions require a modification of Newtonian dynamics that explains the measured rotations.
2. Our actual optical 3D observational data do not allow us to discriminate between DM and modified dynamics nor among the several possibilities of DM density distribution (Hernquist, NFW or pseudo-isothermal) by analyzing the central parts of the RCs. All those possibilities fit equally well the RCs with reasonable parameter values.
3. In the case of the two studied M51-type isolated pairs, the satellite galaxies (the smallest ones of the pair) have RCs so disturbed or with so much dispersion that suggest that a massive DM halo is not present (otherwise one can not understand why the galaxy appears perturbed considering it has a huge DM halo that stabilizes it). Indeed, an attempt to fit components to the RC of the satellite galaxy in KPG 390, shows that the stellar disk is able of explaining the measured rotation.
4. This latter result is in contradiction with the results of numerical simulations discussed in Sec-



tion 3 in the sense that in the case of M51-type pairs, the DM subhaloes of the satellite galaxies keep their identity for long time. Our sample is somewhat reduced but if this tendency holds for other M51-type pairs it would not be possible to explain the existence of galaxy clusters in cold DM simulations.

This work has been partially supported by the grants IN102309 and IN118108 from DGAPA-UNAM and 82389-F from CONACYT.

## REFERENCES

- Aarseth, S. J., Turner, E. L., & Gott, III, J. R. 1979, *ApJ*, 228, 664
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, *Nature*, 324, 446
- Barnes, J. E. 1988, *ApJ*, 331, 699
- Barnes, J. E. 1990, *Nature*, 344, 379
- Barnes, J. E. 2002, *MNRAS*, 333, 481
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. 1992, *Nature*, 360, 715
- Barnes, J. E. & Hernquist 1996, *ApJ*, 471, 115
- Barton, E. J., Arnold, J. A., Zentner, A. R., Bullock, J. S., & Wechsler, R. H. 2007, *ApJ*, 671, 1538
- Berrier, J. C., Bullock, J. S., Barton, E. J., Guenther, H. D., Zentner, A. R., & Wechsler, R. H. 2006, *ApJ*, 652, 56
- Bertone, G. & Merritt, D. 2005, *Phys. Rev. D*, 72, 103502
- Blais-Ouellette, S., Amram, P., & Carignan, C. 2001, *AJ*, 121, 1952
- Buchler, J. R., ed. 1990, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 302, *The numerical modelling of nonlinear stellar pulsations: problems and prospects*.
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S. W., Jones, C., & Zaritsky, D. 2006, *ApJ*, 648, L109
- Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., & Sutherland. 2001, *MNRAS*, 328,1039
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., & De Lucia. 2006, *MNRAS*, 365, 11
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, *ApJ*, 292, 371
- de Blok, W. J. G. & Bosma, A. 2002, *A&A*, 385, 816
- De Lucia, G. & Blaizot, J. 2007, *MNRAS*, 375, 2
- De Lucia, G., Springel, V., White, S. D. M., Croton, D., & Kauffmann, G. 2006, *MNRAS*, 366, 499
- Debattista, V. P. & Sellwood, J. A. 1999, *ApJ*, 513, L107
- Dehnen, W. 1993, *MNRAS*, 265, 250
- Diemand, J., Moore, B., & Stadel, J. 2004, *MNRAS*, 352, 535
- Dubinski, J., Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1999, *ApJ*, 526, 607
- Einasto, J., Kaasik, A., & Saar, E. 1974, *Nature*, 250, 309
- Faber, S. M. & Gallagher, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 135
- Frenk, C. S., White, S. D. M., Davis, M., & Efstathiou, G. 1988, *ApJ*, 327, 507
- Frenk, C. S., White, S. D. M., Efstathiou, G., & Davis, M. 1985, *Nature*, 317, 595
- Fuentes-Carrera, I., Flores, H., Yang, Y., Peirani, S., Hammer, F., Rodrigues, M., & Balkowski, C. 2010, *A&A*, 513, A43
- Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Dultzin-Hacyan, D., Cruz-González, I., Salo, H., Laurikainen, E., Bernal, A., Ambrocio-Cruz, P., & Le Coarer, E. 2004, *A&A*, 415, 451
- Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2007, *A&A*, 466, 847
- Gao, L., White, S. D. M., Jenkins, A., Stoehr, F., & Springel, V. 2004, *MNRAS*, 355, 819
- Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 1998, *MNRAS*, 300, 146
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS*, 181, 375
- Hernández-Toledo, H. M., Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Cruz-González, I., Franco-Balderas, A., & Dultzin-Hacyan, D. 2003, *A&A*, 412, 669
- Hernquist, L. 1990, *ApJ*, 356, 359
- Jarrett, T. 2004, *PASA*, 21, 396
- Jimenez, R., Verde, L., & Oh, S. P. 2003, *MNRAS*, 339, 243
- Jog, C. J. 2002, *A&A*, 391, 471
- Karachentsev, I. D. 1972
- Lacey, C. & Cole, S. 1994, *MNRAS*, 271, 676
- Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., & Goldes, G. 1993, *A&A*, 280, 365
- Lucy, L. B. 1977, *AJ*, 82, 1013
- Markwardt, C. B. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 411, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler, 251
- Martinet, L. & Mayor, M. 1983, *Nature*, 302, 640
- Merritt, D., Milosavljević, M., Verde, L., & Jimenez, R. 2002, *Phys. Rev. Lett.*, 88, 191301
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, 270, 371
- Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 543
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro, J. F., Hayashi, E., Power, C., Jenkins, A. R., Frenk, C. S., White, S. D. M., Springel, V., Stadel, J., & Quinn, T. R. 2004, *MNRAS*, 349, 1039
- Negroponte, J. & White, S. D. M. 1983, *MNRAS*, 205, 1009
- Ostriker, J. P., Peebles, P. J. E., & Yahil, A. 1974, *ApJ*, 193, L1
- Perez, J., Tissera, P., & Blaizot, J. 2009, *MNRAS*, 397, 748
- Press, W. H. 1986, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 267, *textitThe Use of Supercomputers in Stellar Dynamics*, ed. P. Hut & S. L. W. McMillan, 184
- Repetto, P., Rosado, M., Gabbasov, R., & Fuentes-

- Carrera, I. 2010, *AJ*, 139, 1600
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., Cobos, F., Garfias, F., Gutierrez, L., Tejada, C., Tinoco, S., & Le Coarer, E. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 3, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. M. Pena & S. Kurtz, 263
- Rubin, V. C., Ford, W. K. J., & Thonnard, N. 1980, *ApJ*, 238, 471
- Salo, H. & Laurikainen, E. 1999, *Ap&SS*, 269, 663
- Salo, H. & Laurikainen, E. 2001, *AAT*, 20, 93
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, *Nature*, 440, 1137
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Frenk, C. S. 2005, *Nature*, 435, 629
- Swaters, R. A., Sanders, R. H., & McGaugh, S. S. 2010, *ApJ*, 718, 380
- Toomre, A. & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623
- Tremaine, S., Richstone, D. O., Byun, Y.-I., Dressler, A., Faber, S. M., Grillmair, C., Kormendy, J., & Lauer, T. R. 1994, *AJ*, 107, 634
- Ullio, P., Zhao, H., & Kamionkowski, M. 2001, *Phys. Rev. D*, 64, 043504
- Wetzstein, M., Naab, T., & Burkert, A. 2007, *MNRAS*, 375, 805
- White, S. D. M., Davis, M., Efstathiou, G., & Frenk, C. S. 1987, *Nature*, 330, 451
- White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- White, S. D. M. & Silk, J. 1979, *ApJ*, 231, 1
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., & Anderson, S. F. 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zentner, A. R., Berlind, A. A., Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Wechsler, R. H. 2005, *ApJ*, 624, 505
- Zwicky, F. 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110

Margarita Rosado (margarit@astroscu.unam.mx)  
Ruslan Gabbasov (gabbasov@astroscu.unam.mx)  
Paolo Repetto (repetto@astroscu.unam.mx)  
Isaura Fuentes-Carrera (isaura.fuentesarrera@gmail.com)

## Capítulo 7

### Conclusiones.

En este capítulo se hace un resumen de los resultados obtenidos en los tres trabajos que se presentan en este estudio de tesis doctoral. En el primer de estos trabajos (que se anexa en el capítulo 4) se estimó el tipo de rotación del material alrededor de los centros de las dos espirales que constituyen el par KPG 390 por medio de información cinemática en la línea de  $H\alpha$ , la cantidad de materia oscura presente en una de las dos espirales NGC 5278, partiendo de la decomposición de masa de la curva de rotación de NGC 5278, los parámetros del halo de materia oscura para la misma galaxia y el sentido de rotación de los brazos espirales con respecto al disco subyacente, determinando que en el par KPG 390 las dos espirales NGC 5278 y NGC 5279 tienen brazos que rotan en el mismo sentido de rotación de los respectivos discos. En el caso de un par de galaxias interactuantes, tal como KPG 390, estos resultados son muy importantes, en particular el último, dado que en la literatura no son muchas las galaxias que se conocen tengan brazos que rotan en sentido opuesto al disco subyacente, y los pocos casos que se conocen son de galaxias interactuantes (Pasha & Smirnov 1982) y este hecho nos dice que en el caso de pares interactuantes está todavía abierta la posibilidad de poder encontrar galaxias con brazos que rotan en el sentido opuesto a lo del disco subyacente. La determinación de la cantidad de materia oscura en pares de galaxias interactuantes también es un hecho muy importante, porque la distorsión de los discos ocasionada del proceso de interacción en curso, modifica la rotación del material alrededor del centro de las galaxias y por lo tanto deforma la curva de rotación, llevando a subestimar o a sobrestimar la cantidad de masa de cada miembro del par estudiado. En el caso de KPG 390, otro problema adicional es la falta de estudios de fotometría y de síntesis de poblaciones estelares previos. De los estudios fotométricos se pueden deducir los parámetros del disco y del bulbo (si es el caso), y de los estudios de las poblaciones estelares se puede tener una estimación de la razón masa luminosidad del disco ( $M/L$ ). En nuestro caso, todos estos parámetros son libres, y se ajustan con los demás parámetros del halo de materia oscura para dar la solución final. Este último hecho puede ser un problema, dado que el método de minimización utilizado busca en el plano de la  $\chi^2$

un mínimo, pero dado que es un problema con soluciones múltiples, la solución que se encuentra puede que no sea la mejor y que con el rango elegido de valores para cada parámetro, no sea posible encontrar la solución óptima que pertenece al plano constituido de aquellos valores que no se están explorando. La solución óptima entonces es sin duda aquella que tiene más restricciones iniciales en los valores de los parámetros que se quieren explorar. En este sentido sería bueno tener por lo menos una estimación del cociente  $M/L$ . Otra alternativa podría ser el uso de un método diferente de minimización como por ejemplo un método genético, que haga una búsqueda de los valores óptimos de los parámetros de las varias componentes, sin embargo del un punto de vista del sentido físico de la solución que se está buscando, es siempre mejor tener buenas restricciones de los parámetros que se tendrían que dejar fijos, como la masa del disco y bulbo, es decir de la componente luminosa que se puede observar. Con todas estas reservas, la determinación de la masa de la componente primaria del par KPG 390 se puede considerar como una primera estimación, y se puede complementar en un futuro haciendo una simulación numérica de este par de galaxias, tomando los parámetros recavados en este estudio como valores iniciales para una mejor determinación de las componentes de masa de NGC 5278.

En el segundo trabajo que se incluye en esta tesis doctoral (presentado en el capítulo 5), el resultado principal es la determinación de la velocidad del patrón de la barra de NGC 3367, una galaxia barrada aislada, utilizando el método de TW. Otros resultados conectados son el estudio de resonancias a partir de la curva de rotación recavada de la información cinemática en la línea de  $H\alpha$ , y el estudio de las posibles fuentes de errores en la determinación de este importante parámetro. En general no es la primera vez que se aplica el método de TW a datos de gas ionizados, pero por primera vez se hizo un análisis más profundo considerando las posibles fuentes de errores que pueden afectar la determinación de  $\Omega_p$ , como errores en la determinación del ángulo de posición o el incluir ruido en los datos observacionales, para reproducir con más detalle la observaciones. Se introdujo también una componente de velocidad a lo largo del eje  $z$ , que hizo la determinación de  $\Omega_p$  todavía más exacta y cercana a los datos observacionales. La utilidad de un trabajo de este tipo es que dado que la barra representa menos de la mitad de un disco, conocer la evolución de la barra implica conocer la evolución del disco y conocer la velocidad del patrón de la barra nos revela el tipo de proceso que formó la misma barra. Noguchi (1987) descubrió que las barras inducida por interacción de marea rotan más lentamente ( $\Omega_p \leq 30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ) que las barras que se desarrollan de forma espontánea ( $\Omega_p \geq 30 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ) después de un cierto tiempo en el disco, entonces determinar la velocidad del patrón de la barra nos ayuda a diferenciar entre barras espontáneas y inducidas por interacción. En el caso de NGC 3367 el valor encontrado es de  $\Omega_p = 43 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , así que en este caso es en buen acuerdo con las predicciones de Noguchi (1987), dado que NGC 3367 es una galaxia espiral aislada. Este trabajo es importante también porque representa un primer paso hacia la determinación de la velocidad del patrón de la barra en casos más complejos, como son los pares de galaxias en interacción. En el caso de pares aislados en interacción la determinación de  $\Omega_p$  es todavía más difícil dado el proceso de interacción en curso que modifica la cinemática de un disco no perturbado y determina nuevos procesos de evolución

dinámica que pueden afectar la determinación de la velocidad del patrón  $\Omega_p$ . En la literatura no existen muchos trabajos de determinación de la velocidad del patrón de la barra en el caso de galaxias interactuantes, dado que la transferencia de gas entre los dos miembros del par puede cambiar de forma significativa el mismo valor de  $\Omega_p$  y en la evolución de la barra pueden influir muchos otros procesos generados del mismo proceso de interacción (alabeos, y perturbaciones de marea). Este trabajo tendría que ser complementado de un estudio que calcule la velocidad del patrón utilizando espectroscopia estelar. Con todas sus limitaciones este trabajo representa un primer intento hacia una determinación de las posibles causas de errores en la medición de la velocidad del patrón de la barra de una galaxia aislada barrada y también como un ejercicio para poder aplicar el método de TW a casos más complejos como pares de galaxias aislados en interacción.

El tercer trabajo presentado en esta tesis doctoral (que se anexa en el capítulo 6) es la determinación de la distribución de masa en pares aislados en interacción de los que se dispone de la información cinemática necesaria, tal como campos de velocidad y curvas de rotación derivados de la línea de hidrógeno ionizado. Se tomaron los datos de varios pares estudiados en trabajos precedentes y en este mismo trabajo y se hizo la decomposición de masa de las curvas de rotación de todas las galaxias (primarias y secundaria) pertenecientes a los pares arriba mencionados. Se consideran varias componentes, tal como disco, bulbo y halo y también se hace la decomposición sin considerar la contribución de la materia oscura, utilizando la componente que deriva de la modificación de la ley de Newton según Milgrom (Milgrom 1983). Uno de los resultados relevantes en este caso es que todas las curvas de rotación se pueden reproducir igualmente bien introduciendo la materia oscura o utilizando la gravedad de Newton modificada. Este hecho significa que la gravedad de Newton no es capaz de explicar la rotación del material en todos los pares observados y o se tiene que postular la existencia de masa invisible o una modificación de la ley de Newton para poder explicar la rotación en los discos de las galaxias de los pares observados, por lo menos en los casos de las componentes primarias de los pares considerados. En el caso de las componentes secundarias en los pares observados las curvas son tan perturbadas que pueden sugerir el ausencia de un halo de materia oscura, pero realmente no se puede decir mucho dados los pocos puntos que se tienen en las curvas de rotación. Con los datos que tenemos hasta ahora lo único que se puede decir es que si realmente en las galaxias secundarias se puede explicar la rotación solamente con el disco estelar sin necesidad del halo de materia oscura, entonces este hecho estaría en contradicción con las simulaciones numéricas de formación de galaxias, porque de nuestros datos se ve que el subhalo de materia oscura no se mantiene para mucho tiempo contrariamente a lo que afirman esas simulaciones. Para poder verificar este hecho se tendría que disponer de datos con más alta resolución espacial y esto podría ser uno de los proyectos futuros. De un punto de vista general en esta tesis doctoral se dió una pequeña contribución a uno de los temas más importante y vasto de toda la astronomía: la evolución secular de las galaxias. Las galaxias se forman por medio de dos procesos fundamentales: de la unión jerárquica de pequeñas entidades y por acreción de gas difuso (Combes 2004). En esta tesis, estudiando la cinemática y la dinámica de una galaxia espiral aislada (NGC 3367) y en la cinemática de un par de galaxias espirales en interacción (KPG

390), y teniendo datos de gas ionizado pudimos analizar la evolución de los discos de estas galaxias de varios puntos de vista. En el caso del par KPG 390 y de los demás pares (KPG 302, ARP 271 y ARP 91) por los cuales obtuvimos la cantidad de materia oscura a partir de la decomposición de la curva de rotación se pudo estudiar la evolución de los discos de las dos galaxias del par considerando los efectos que el proceso de interacción generaba (transferencia de masa, deformación de los discos, alteración de la cinemática del gas y los correspondientes efectos en las curvas de rotación.). La determinación de la cantidad de materia oscura nos da también un pequeño indicio de como pudo haber evolucionado el halo de materia oscura. En el caso de NGC 3367, la determinación de la velocidad del patrón de la barra nos da una estimación acerca de como se formó la barra y de los tipos de eventos que ocurrieron al tiempo de su formación, limitando los posibles escenarios de formación de buena parte del disco de NGC 3367. Además en el caso de esta galaxia se hizo una simulación numérica de una galaxia de masa similar y se hizo evolucionar el disco hasta que la barra se formara, y con esta información adicional fue posible estudiar el proceso de evolución secular de esta galaxia casi en su totalidad. En este sentido se puede afirmar que el estudio que se hizo a lo largo del trabajo de tesis doctoral abordó el problema de la evolución secular de galaxias desde el punto de vista de la acreción del gas difuso, estudiando formación de barra y fenómenos relacionados con movimientos de gas hacia el centro de las galaxias y que determinan la evolución cinemática y dinámica de las galaxias de disco.

## Capítulo 8

### Trabajo Futuro

Es claro de esta tesis doctoral que queda mucho trabajo por hacer, en particular en el caso del par de galaxias KPG 390, en el caso de NGC 3367 y también se puede extender el estudio cinemático y dinámico a otros pares de galaxias de tipo M 51. Con más detalle podemos decir que en el caso de KPG 390, como ya se menciona en el capítulo 4, se necesitan observaciones de más alta resolución espacial para poder estudiar los rasgos cinemáticos en las afueras de las dos espirales que componen el par KPG 390, estas características están presentes también en los cubos de velocidad del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA, pero son muy débiles y desaparecen una vez que se construyen los campos de velocidad. Se podrían hacer nuevas observaciones por ejemplo con el telescopio William Herschel (WHT) en las islas Canarias o con el telescopio Canades-Frances de Hawaii (CFHT). Una vez que se tengan estas nuevas observaciones el paso siguiente es obtener de los datos la necesaria información cinemática y con esta información se puede empezar a buscar la configuración orbital que generó los resultados de interacción que vemos ahora. En pocas palabras se puede hacer una simulación numérica del encuentro, una vez estudiados bien los parámetros orbitales y la única información que nos da algunas restricciones en los parámetros orbitales es la información cinemática recavada de las nuevas observaciones. En el caso de KPG 390 es muy importante hacer un estudio numérico para poder disipar muchas dudas que el estudio observacional dejó abiertas, como por ejemplo la configuración orbital, la presencia de una tercera galaxia, la cantidad de materia oscura y la evolución del halo de materia oscura con el proceso de interacción en curso. Sería también muy interesante en el caso de KPG 390 tener observaciones de hidrógeno neutro, HI (21 cm) en la banda de radio con el E-VLA, para poder construir una curva de rotación más extensa de la que tenemos con el gas ionizado y tener una estimación de la masa más cercana a la realidad, y para ver si con el gas neutro se van a ver nuevas trazas de interacción en las afueras de las dos espirales que constituyen el par KPG 390. En el caso de NGC 3367 el trabajo futuro debería consistir en hacer observaciones de rendija de esta galaxia por ejemplo en el OAN San Pedro Martir con el telescopio de 2.1 m y recavar la

velocidad del patrón de la barra otra vez aplicando el método de Tremaine-Weinberg, pero esta vez a la componente estelar, y ver se el resultado es consistente con lo que ya se obtuvo con el gas ionizado. Otros trabajos a futuro podrian ser estudios cinemáticos de varios pares de galaxias de tipo M 51 que todavía no estan estudiados y seria bueno poder utilizar no solamente Fabry-Perot, si no también espectrografos de campo integral como GIRAFFE en VLT. En general seria bueno disponer de datos con escala de pixel por milímetro más alta (este parámetro depende del CCD y de la óptica del telescopio), para poder resolver rasgos cinemáticos que nos puedan dar una visión más completa del proceso de interacción. Otro importante trabajo es la aplicación del método de Tremaine-Weinberg a pares de galaxias en interacción que posean una barra, sea a la componente gaseosa (ionizado y neutro) que a la estelar, para ver se este método se puede aplicar también con un proceso de interacción en curso. Estos son solamente algunos de los trabajos por venir y muchos vendran para complementar estos últimos.



# Bibliografía

- Aaronson, M., Huchra, J., Mould, J. R., Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1982, ApJS, 50, 241
- Alladin, S. M. 1965, ApJ, 141, 768
- Ambartsumian, V. A. 1958, in IAU Symposium, Vol. 5, Comparison of the Large-Scale Structure of the Galactic System with that of Other Stellar Systems, ed. N. G. Roman, 4
- Amram, P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Balkowski, C., Sullivan, III, W. T., & Cayatte, V. 1992, A&AS, 94, 175
- Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Cayatte, V., Sullivan, III, W. T., & Le Coarer, E. 1994, A&AS, 103, 5
- Argyle, E. 1965, ApJ, 141, 750
- Arp, H. 1966, ApJS, 14, 1
- Athanassoula, E., Bosma, A., & Papaioannou, S. 1987, A&A, 179, 23
- Athanassoula, E. & Bureau, M. 1999, ApJ, 522, 699
- Baade, W. 1963, JRASC, 57, 232
- Balkowski, C. & Chamaraux, P. 1981, A&A, 97, 223
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, nature, 324, 446
- Barnes, J. E. 1988, ApJ, 331, 699
- Barteldrees, A. & Dettmar, R. 1994, A&AS, 103, 475
- Begeman, K. G. 1989, A&A, 223, 47
- Bertin, G. & Lin, C. C. 1996, Spiral structure in galaxies a density wave theory, ed. Bertin, G. & Lin, C. C.

- Bertola, F., Cappellari, M., Funes, J. G., Corsini, E. M., Pizzella, A., & Vega Beltrán, J. C. 1998, *ApJL*, 509, L93
- Bertone, G. 2010, *Natur*, 468, 389
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*, ed. Binney, J. & Tremaine, S.
- Born, M. & Wolf, E. 1975, *Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, ed. Born, M. & Wolf, E.
- Bosma, A. 1978, PhD thesis, PhD Thesis, Groningen Univ., (1978)
- Bosma, A., Athanassoula, E., & van der Hulst, J. M. 1988, *A&A*, 198, 100
- Bosma, A. a. 1981, *AJ*, 86, 1825
- Bowen, I. S. & Wyse, A. B. 1939, *Lick Observatory Bulletin*, 19, 1
- Brinks, E., Skillman, E. D., Terlevich, R. J., & Terlevich, E. 1997, *Ap&SS*, 248, 23
- Broeils, A. H. 1992, *A&A*, 256, 19
- Burbidge, E. M. & Burbidge, G. R. 1960, *ApJ*, 132, 30
- Byrd, G. & Valtonen, M. 1990, *ApJ*, 350, 89
- Canzian, B. 1993, *ApJ*, 414, 487
- Carignan, C. & Freeman, K. C. 1985, *ApJ*, 294, 494
- Carr, B. 1994, *ARA&A*, 32, 531
- Casertano, S. 1983, *MNRAS*, 203, 735
- Casertano, S. & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Chandrasekhar, S. 1943, *ApJ*, 97, 255
- Combes, F. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 319, *Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust*, ed. D. L. Block, I. Puerari, K. C. Freeman, R. Groess, & E. K. Block, 57
- Condon, J. J. 1980, *ApJ*, 242, 894
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., & van der Hulst, J. M. 1996, *MNRAS*, 283, 18
- Debattista, V. P., Corsini, E. M., & Aguerri, J. A. L. 2002, *MNRAS*, 332, 65
- Dehnen, W. & Binney, J. 1998, *MNRAS*, 294, 429

- Dressler, A. 1980, *ApJS*, 42, 565
- Einasto, J., Saar, E., Kaasik, A., & Chernin, A. D. 1974, *Nature*, 252, 111
- Elmegreen, B. G., Seiden, P. E., & Elmegreen, D. M. 1989, *ApJ*, 343, 602
- Eneev, T. M., Kozlov, N. N., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 22, 41
- Fathi, K., Toonen, S., Falcón-Barroso, J., Beckman, J. E., Hernandez, O., Daigle, O., Carignan, C., & de Zeeuw, T. 2007, *ApJL*, 667, L137
- Forbes, D. A. 1992, *A&AS*, 92, 583
- Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811
- Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Dultzin-Hacyan, D., Cruz-González, I., Salo, H., Laurikainen, E., Bernal, A., Ambrocio-Cruz, P., & Le Coarer, E. 2004, *A&A*, 415, 451
- Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2007, *A&A*, 466, 847
- Fujii, M., Funato, Y., & Makino, J. 2006, *PASJ*, 58, 743
- Fujimoto, M. 1968, *ApJ*, 152, 391
- Gabbasov, R. F., Repetto, P., & Rosado, M. 2009, *ApJ*, 702, 392
- García-Barreto, J. A. & Rosado, M. 2001, *AJ*, 121, 2540
- Gerssen, J., Kuijken, K., & Merrifield, M. R. 2003, *MNRAS*, 345, 261
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS*, 181, 375
- Gnedin, O. Y. 2003, *ApJ*, 582, 141
- Governato, F., Willman, B., Mayer, L., Brooks, A., Stinson, G., Valenzuela, O., Wadsley, J., & Quinn, T. 2007, *MNRAS*, 374, 1479
- Gunn, J. E. & Gott, III, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
- Henriksen, M. & Byrd, G. 1996, *ApJ*, 459, 82
- Hernandez, O., Wozniak, H., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O. 2005, *ApJ*, 632, 253
- Hernquist, L. 1990a, *ApJ*, 356, 359
- . 1990b, Dynamical status of M51., ed. Wielen, R., 108–117
- Hickson, P. 1982, *ApJ*, 255, 382

- Hickson, P., Mendes de Oliveira, C., Huchra, J. P., & Palumbo, G. G. 1992, *ApJ*, 399, 353
- Hickson, P. a. 1997, *ARA&A*, 35, 357
- Holmberg, E. 1941, *ApJ*, 94, 385
- Honma, M. & Sofue, Y. 1997, *PASJ*, 49, 539
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- Ishizuki, S., Kawabe, R., Ishiguro, M., Okumura, S. K., Morita, K., Chikada, Y., Kasuga, T., & Doi, M. 1990, *ApJ*, 355, 436
- Karachentsev, I. D. 1972, *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii*, 7, 1
- Karachentsev, I. D. & Karachentseva, V. E. 1974, *AZh*, 51, 724
- Keel, W. C., Kennicutt, Jr., R. C., Hummel, E., & van der Hulst, J. M. 1985, *AJ*, 90, 708
- Kempner, J. C. & Sarazin, C. L. 2000, *ApJ*, 530, 282
- Kent, S. M. 1985, *ApJS*, 59, 115
- . 1986, *AJ*, 91, 1301
- Kent, S. M. a. 1987, *AJ*, 93, 1062
- Klimanov, S. A. & Reshetnikov, V. P. 2001, *A&A*, 378, 428
- Kohno, K., Kawabe, R., & Vila-Vilaró, B. 1999, *ApJ*, 511, 157
- Kormendy, J. 1983, *ApJ*, 275, 529
- Lake, G. 1989, *ApJL*, 345, L17
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1959, *Fluid mechanics*, ed. Landau, L. D. & Lifshitz, E. M.
- Lequeux, J. 1983, *A&A*, 125, 394
- Lin, C. C. & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 646
- Lin, D. N. C. & Tremaine, S. 1983, *ApJ*, 264, 364
- Lindblad, B. 1951, *PASP*, 63, 133
- Lucy, L. B. 1977, *AJ*, 82, 1013
- Machacek, M., Ashby, M. L. N., Jones, C., Forman, W. R., & Bastian, N. 2009, *ApJ*, 691, 1921
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., & Buchhorn, M. 1992, *ApJS*, 81, 413

- Mathewson, D. S., van der Kruit, P. C., & Brouw, W. N. 1972, *A&A*, 17, 468
- Mayall, N. U. 1951, *Publications of Michigan Observatory*, 10, 19
- McGaugh, S. S. & de Blok, W. J. G. 1998, *ApJ*, 499, 66
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Mendes de Oliveira, C. 1995, *MNRAS*, 273, 139
- Merrifield, M. R. & Kuijken, K. 1995, *MNRAS*, 274, 933
- Mihalas, D. & Binney, J. 1981, *Galactic astronomy: Structure and kinematics* 2nd edition, ed. Mihalas, D. & Binney, J.
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, 270, 371
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, *Nature*, 379, 613
- Mulchaey, J. S. & Regan, M. W. 1997, *ApJL*, 482, L135
- Narlikar, J. V. 1989, *SSRv*, 50, 523
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- Negroponte, J. & White, S. D. M. 1983, *MNRAS*, 205, 1009
- Noguchi, M. 1987, *MNRAS*, 228, 635
- . 1988, *A&A*, 203, 259
- Oort, J. H. 1940, *ApJ*, 91, 273
- Ostriker, J. P. 1980, *Comments on Astrophysics*, 8, 177
- Ostriker, J. P. & Peebles, P. J. E. 1973, *ApJ*, 186, 467
- Page, T. 1952, *ApJ*, 116, 63
- Palumbo, G. G. C., Fabbiano, G., Trinchieri, G., & Fransson, C. 1985, *ApJ*, 298, 259
- Pasha, I. I. & Smirnov, M. A. 1982, *Ap&SS*, 86, 215
- Pease, F. G. 1918, *Proceedings of the National Academy of Science*, 4, 21
- Pease, F. G. a. 1920, *ApJ*, 51, 276
- Persic, M. & Salucci, P. 1992, *MNRAS*, 258, 14P
- Persic, M., Salucci, P., & Stel, F. 1996, *MNRAS*, 281, 27

- Peterson, C. J., Thonnard, N., Rubin, V. C., & Ford, Jr., W. K. 1978, *ApJ*, 219, 31
- Petrou, M. & Papayannopoulos, T. 1986, *MNRAS*, 219, 157
- Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994, *A&A*, 285, 79
- Pfleiderer, J. & Siedentopf, H. 1961, *ZAP*, 51, 201
- Rand, R. J. & Wallin, J. F. 2004, *ApJ*, 614, 142
- Repetto, P., Rosado, M., Gabbasov, R., & Fuentes-Carrera, I. 2010, *AJ*, 139, 1600
- Reshetnikov, V. P. & Klimanov, S. A. 2003, *Astronomy Letters*, 29, 429
- Rickard, L. J., Turner, B. E., Palmer, P., Morris, M., & Zuckerman, B. 1977, *ApJ*, 214, 390
- Roberts, M. S. & Rots, A. H. 1973, *A&A*, 26, 483
- Roberts, W. W. 1969, *ApJ*, 158, 123
- Rogstad, D. H. & Shostak, G. S. 1972, *ApJ*, 176, 315
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., Cobos, F., Garfias, F., Gutierrez, L., Tejada, C., Tinoco, S., & Le Coarer, E. 1995, in *RMxAA*, vol. 27, Vol. 3, *RMxAA Conference Series*, ed. M. Pena & S. Kurtz, 263
- Rots, A. H., Bosma, A., van der Hulst, J. M., Athanassoula, E., & Crane, P. C. 1990, *AJ*, 100, 387
- Rubin, V. C., Burstein, D., Ford, Jr., W. K., & Thonnard, N. 1985, *ApJ*, 289, 81
- Rubin, V. C. & Ford, Jr., W. K. 1970, *ApJ*, 159, 379
- Rubin, V. C., Ford, Jr., W. K., Thonnard, N., & Burstein, D. 1982, *ApJ*, 261, 439
- Rubin, V. C., Ford, W. K. J., & Thonnard, N. 1980, *ApJ*, 238, 471
- Rubin, V. C. & Graham, J. A. 1987, *ApJ*, 316, L67
- Rubin, V. C., Hunter, D. A., & Ford, Jr., W. K. 1991, *ApJS*, 76, 153
- Rubin, V. C., Thonnard, N., & Ford, Jr., W. K. 1978, *ApJL*, 225, L107
- Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., & Scoville, N. Z. 1999, *ApJS*, 124, 403
- Salo, H. & Laurikainen, E. 2001, *A&AT*, 20, 93
- Sancisi, R. & Allen, R. J. 1979, *A&A*, 74, 73
- Sancisi, R., Allen, R. J., & Sullivan, III, W. T. 1979, *A&A*, 78, 217

- Sanders, R. H. 1996, *ApJ*, 473, 117
- Sanders, R. H. & McGaugh, S. S. 2002, *ARA&A*, 40, 263
- Sanders, R. H. & Verheijen, M. A. W. 1998, *ApJ*, 503, 97
- Schwarzschild, M. 1979, *ApJ*, 232, 236
- Sellwood, J. A. 2000, *Ap&SS*, 272, 31
- Sellwood, J. A. & Carlberg, R. G. 1984, *ApJ*, 282, 61
- Sellwood, J. A. a. 2010, *MNRAS*, 409, 145
- Sempere, M. J., Garcia-Burillo, S., Combes, F., & Knapen, J. H. 1995, *A&A*, 296, 45
- Sérsic, J. L. 1963, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 6, 41
- Seyfert, C. K. 1948, *AJ*, 53, 203
- Shlosman, I., Begelman, M. C., & Frank, J. 1990, *Nature*, 345, 679
- Shostak, G. S. 1973, *A&A*, 24, 411
- Slipher, V. M. 1914, *Lowell Observatory Bulletin*, 2, 66
- Smith, J. 1982, *ApJ*, 261, 463
- Sofue, Y. 1996, *ApJ*, 458, 120
- Sofue, Y. & Irwin, J. A. 1992, *PASJ*, 44, 353
- Sofue, Y., Tomita, A., Tutui, Y., Honma, M., & Takeda, Y. 1998, *PASJ*, 50, 427
- Sofue, Y., Tutui, Y., Honma, M., Tomita, A., Takamiya, T., Koda, J., & Takeda, Y. 1999, *ApJ*, 523, 136
- Sorensen, S., Matsuda, T., & Fujimoto, M. 1976, *Ap&SS*, 43, 491
- Stephan, M. 1877, *MNRAS*, 37, 334
- Swaters, R. A. 1999, PhD thesis, , Rijksuniversiteit Groningen, (1999)
- Swaters, R. A., Madore, B. F., & Trewhella, M. 2000, *ApJL*, 531, L107
- Takamiya, T. & Sofue, Y. 2000, *ApJ*, 534, 670
- Tifft, W. G. 1982, *ApJS*, 50, 319
- Toomre, A. 1969, *ApJ*, 158, 899

- Toomre, A. 1981, in *Structure and Evolution of Normal Galaxies*, ed. S. M. Fall & D. Lynden-Bell, 111–136
- Toomre, A. & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623
- Toomre, A. a. 1990, *Gas-hungry Sc spirals.*, ed. Wielen, R., 292–303
- Tremaine, S. & Weinberg, M. D. 1984, *ApJL*, 282, L5
- Tully, R. B. 1974, *ApJS*, 27, 449
- Tully, R. B., Bottinelli, L., Fisher, J. R., Gougenheim, L., Sancisi, R., & van Woerden, H. 1978, *A&A*, 63, 37
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, *A&A*, 54, 661
- van de Hulst, H. C., Raimond, E., & van Woerden, H. 1957, *BAN*, 14, 1
- Volders, L. M. J. S. 1959, *BAIN*, 14, 323
- Vorontsov-Velyaminov, B. A. 1959, in *Atlas and catalog of interacting galaxies (1959)*, 0–+
- Walker, T. P., Steigman, G., Kang, H., Schramm, D. M., & Olive, K. A. 1991, *ApJ*, 376, 51
- Warner, P. J., Wright, M. C. H., & Baldwin, J. E. 1973, *MNRAS*, 163, 163
- Weinberg, M. D. 1986, *ApJ*, 300, 93
- . 1989, *MNRAS*, 239, 549
- Weiner, B. J. & Sellwood, J. A. 1999, *ApJ*, 524, 112
- Wolf, M. 1914, *Astronomische Nachrichten*, 199, 319
- Wozniak, H. & Pfenniger, D. 1997, *A&A*, 317, 14
- Wright, A. E. 1972, *MNRAS*, 157, 309
- Yabushita, S. 1971, *MNRAS*, 153, 97
- Zang, T. A. & Hohl, F. 1978, *ApJ*, 226, 521
- Zimmer, P., Rand, R. J., & McGraw, J. T. 2004, *ApJ*, 607, 285
- Zwicky, F. 1956, *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*, 29, 344
- Zwicky, F. & Humason, M. L. 1959, *PASP*, 71, 392