



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CINEMÁTICA Y DINÁMICA DEL PAR AISLADO DE
GALAXIAS KPG 486

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A:
MARÍA MINERVA MUÑOZ SARDANETA

TUTOR:
DRA. MARGARITA EUGENIA DEL SOCORRO ROSADO SOLÍS
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx.
ENERO 2017



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del alumno

Muñoz

Sardaneta

María Minerva.

Universidad Nacional Autónoma de México,

Instituto de Astronomía.

Maestra en Ciencias (Astronomía)

304304347.

2. Datos del sinodal 1

Dra.

Isaura Luisa

Fuentes Carrera.

3. Datos del sinodal 2

Dr.

Juan Esteban

Beckman.

4. Datos del sinodal 3

Dr.

Leonel

Gutiérrez Albores.

5. Datos del sinodal 4

Dr.

Héctor

Hernández Toledo

6. Datos del sinodal 5

Dr.

Gilberto

Gómez Reyes.

7. Datos del trabajo escrito

Cinemática y dinámica del par aislado de galaxias KPG 486

Tutor: Dra. Margarita Eugenia del Socorro Rosado Solís

Num. pags. 104

2017

A mis padres.

Agradecimientos

A mis padres, gracias por todo al apoyo y cariño que me han brindado. Qué felicidad no haber aprendido demasiado tarde que somos lo único que tenemos. Saber que están aquí y que los puedo abrazar es lo más hermoso de cada día.

Agradezco a mi asesora, la Dra. Margarita Rosado, por aceptarme como su alumna, por su tolerancia y apoyo para realizar este trabajo, por enseñarme astronomía y por darme un camino académico. Este trabajo representa el cierre de la primera etapa, espero que cuando mi formación académica madure te sientas orgullosa de haber sido mi guía.

Quiero agradecer al jurado por su profunda dedicación a este trabajo. De su esmero aprendique cada detalle es importante. Fueron ustedes los que me enseñaron a resaltar la importancia de mi trabajo hacia los demás y, sobre todo, hacia mi misma. Además de reafirmar mis conocimientos, con su trabajo me alentaron a continuar.

Mónica, muchas gracias por ser condescendiente conmigo, gracias por apoyarme con tu conocimiento cuando me sentí perdida.

A través de este trabajo agradezco a todo personal del Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, cada uno es una pieza importante en la investigación astronómica.

Esta investigación fue realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación en Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM:

DGAPA-PAPIIT IN103116

También agradezco al proyecto del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT):

CY - 253085

Este trabajo ha hecho uso del 'Aladin sky atlas' desarrollado en CDS, Strasbourg Observatory, France. (<http://aladin.u-strasbg.fr/>).

Agradezco el uso gratuito de la base de datos Hyperleda (<http://leda.univ-lyon1.fr>).

Resumen

En este trabajo se presentan las observaciones a la línea de emisión $H\alpha$ del par aislado de galaxias KPG 486 (NGC 6090) con el interferómetro Fabry-Perot de barrido, PUMA, en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, Ensenada México.

La reducción y análisis de datos se realizaron con el programa ADHOCw. Se obtuvieron un mapa monocromático (mapa de emisión de $H\alpha$) y uno de la emisión del continuo, así como el campo de velocidades y el de dispersión de velocidades. Con esta información fue posible determinar varios parámetros cinemáticos y la curva de rotación de cada galaxia.

El campo de velocidades muestra que estas galaxias se encuentran en estado intermedio de interacción. Utilizando las curvas de rotación observadas, se calculó un rango de masas posibles para cada galaxia, las cuales fueron comparadas con la masa orbital del par derivada del movimiento relativo de las componentes. La comparación de los resultados encontrados para las masas con aquéllos que fueron calculados con otros métodos y en otras longitudes de onda muestra que los resultados obtenidos van de acuerdo con los de la literatura.

Se analizaron las perturbaciones inducidas por el encuentro en cada miembro del par, se encontró una barra en la galaxia noreste y una estructura de puente entre las galaxias. Los resultados cinemáticos, junto con el análisis de la distribución de los perfiles de brillo superficial a lo largo del eje menor permitieron inferir que la galaxia noreste es una galaxia con brazos *trailing*.

Índice general

1. Introducción	3
2. Interacción de galaxias	7
2.1. Características principales de las galaxias	7
2.1.1. Clasificación de Hubble.	7
2.1.2. Distribución de luminosidad.	9
2.1.3. Poblaciones estelares y distribución de color.	10
2.2. Interacción de galaxias.	11
2.2.1. Fricción de marea, decaimiento orbital y relajación violenta.	11
2.2.2. Simulaciones numéricas	16
2.2.3. La formación de filamentos, anillos y capas.	16
2.2.4. La formación de galaxias elípticas.	20
2.2.5. Galaxias activas.	20
2.2.6. Implicaciones cosmológicas	22
2.3. Catálogo de pares aislados de galaxias (KPG)	23
3. Cinemática y dinámica de galaxias de disco	27
3.1. Medio interestelar en galaxias	27
3.1.1. El gas atómico	28
3.1.2. Regiones HII	29
3.1.3. Nubes moleculares	30
3.2. Cinemática de galaxias espirales.	32
3.2.1. Rotación en galaxias espirales.	32
3.2.2. Resolución óptica.	35
3.2.3. Resolución en radio.	36
3.2.4. Sentido de la rotación.	38
3.3. Dinámica.	39
3.3.1. El teorema del virial.	39
3.3.2. Curvas de rotación y masas de galaxias.	40
3.3.3. Estimación de la masa orbital.	42
4. Observaciones	43
4.1. Instrumentación	43
4.1.1. Interferencia de haces múltiples	44
4.1.2. Interferómetro Fabry-Perot de barrido	47

4.1.3.	El interferómetro Fabry-Perot de barrido, PUMA	49
4.2.	Observación del par de galaxias KPG 486	50
4.3.	Reducción de datos	51
4.3.1.	Reducción de datos con ADHOCw	51
4.3.2.	Construcción de mapas monocromático, continuo, velocidades y de FWHM	56
5.	El par de galaxias KPG 486 (NGC 6090)	61
5.1.	Resultados encontrados con datos del PUMA	65
5.1.1.	Morfología de KPG 486	65
5.1.2.	Cinemática y dinámica de KPG 486	68
5.2.	Discusión	79
5.2.1.	Diferencias y similitudes entre NGC 4038/39 y KPG 486 (NGC 6090).	79
5.2.2.	Posición de los máximos fotométricos	83
5.2.3.	La barra en la galaxia NE	85
5.2.4.	Brazos externos de KPG 486.	86
5.2.5.	Estimación de las masas	86
5.2.6.	Sobre la interacción y la tasa de formación estelar	88
6.	Conclusiones	91
A.	Brazos espirales	93
B.	Distribución de Gauss	95

Capítulo 1

Introducción

La evolución e interacción de galaxias es gobernada por efectos gravitacionales. Morfológicamente, en las galaxias interactuantes se encuentran grandes puentes y colas, barras de estrellas y/o estructuras espirales aumentadas y, comúnmente, los cuerpos de las galaxias se encuentran distorsionados. En Toomre & Toomre (1972), con simulaciones numéricas, establecieron que la interacción gravitacional con otra galaxia puede ser el origen de, no solo estructuras espirales, sino también de la estructura filamentaria, a la que llamaron ‘colas de marea’, de esta forma, la gravedad es la única responsable de esos grandes y delgados filamentos.

La investigación sistemática de galaxias dobles nos provee de información importante acerca de las condiciones de formación y propiedades de la evolución de las galaxias (Karachentsev, I. 1987). Obtener información cinemática de sistemas de galaxias en interacción es útil para la comprensión del efecto que la interacción puede tener sobre cada uno de los miembros del par (Fuentes-Carrera et al. 2004, Repetto et al. 2010).

Desde el punto de vista observacional, la mayor parte del trabajo cinemático y dinámico de galaxias en interacción ha sido realizado utilizando espectroscopía de rendija larga a lo largo de ciertas posiciones, restringiendo información cinemática de muchos puntos sobre la galaxia. No obstante, para un sistema perturbado, es importante tener información cinemática de grandes porciones del disco utilizando técnicas observacionales tales como el escaneo de objetos extendidos con la interferometría Fabry-Perot, la información cinemática extendida puede ayudar a determinar el proceso de interacción que ha producido cada uno de los miembros del sistema en interacción, además de que, probablemente, la simetría axial se pierda durante la interacción (Fuentes-Carrera et al. 2004).

En este trabajo se presentan las observaciones realizadas con el interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA de las galaxias que conforman el par aislado KPG 486 (Figura 1.1) realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California, México. Estas observaciones se efectuaron en la longitud de onda de la línea de emisión de hidrógeno ionizado $H\alpha$ (6563 \AA) considerando el corrimiento al rojo del sistema ($z \simeq 0.03$) lo que resulta en $H\alpha_{obs} \simeq 6760 \text{ \AA}$, se utilizó un filtro centrado en 6819 \AA con $\text{FWHM} = 86 \text{ \AA}$. La interferometría Fabry-Perot permite obtener una imagen completa de fuentes de emisión extendidas. De esta forma, con las observaciones realizadas a KPG 486 fue posible elaborar un mapa de emisión de $H\alpha$ (mapa monocromático), uno de la emisión del continuo, un mapa de velocidades y uno de dispersión de velocidades. El par aislado de galaxias KPG

486 aparece como un sistema de núcleos dobles, con un disco asimétrico y dos colas de marea arqueadas, sin embargo, solamente se detectó emisión de $H\alpha$ en la zona central del sistema, es decir, no se encontró emisión en las antenas.

Los mapas del continuo y monocromático distinguen una galaxia de la otra y cada una mostró mapas de velocidades ordenados. La distinción de las dos galaxias permitió obtener una curva de rotación para cada una; de esta forma se pudo inferir su velocidad máxima de rotación y aproximar el valor de la masa de cada galaxia y de la masa del sistema. Se localizaron perfiles de emisión dobles en la zona del puente que fueron ajustados a la suma de dos funciones Gaussianas, obteniendo que el centro de cada pico se encuentra dentro del intervalo de velocidades heliocéntricas correspondiente a cada componente del sistema, concluyendo que en esta zona hay material de ambas galaxias respecto a la línea de visión. Con el mapa del continuo se determinó que la galaxia noreste tiene los brazos *trailing* en la zona en la que se detectó emisión, es decir, las puntas de los brazos espirales apuntan en dirección opuesta a la rotación de la galaxia, así mismo para esta galaxia se obtuvo que el máximo de emisión de $H\alpha$ coincide con la posición del máximo de emisión del continuo. En cambio, para la galaxia suroeste, no fue posible determinar su dirección de rotación, además de que sus máximos de emisión de $H\alpha$ y continuo no coincidieron. En ninguna de las dos galaxias el centro fotométrico tuvo la misma posición que el centro cinemático. El mapa de velocidades también reveló la presencia de una barra en la galaxia noreste.

En longitudes de onda del espectro visible, el par de galaxias KPG 486 aparece como un sistema de núcleos dobles, con un disco asimétrico y dos colas arqueadas de aproximadamente 60 kpc de longitud. Este par de galaxias podría confundirse con una galaxia del tipo de ‘Las Antenas’ (NGC 4038/39) en imágenes directas en el óptico, aunque es un sistema de galaxias en estado previo de fusión, es decir, contiene dos núcleos, colas de marea y un puente identificables, mientras que Las Antenas es un sistema de galaxias en estado avanzado de interacción que ya no presenta estas características. Se realizó una comparación de los mapas monocromático y de velocidades, así como de los resultados adquiridos de KPG 486 en este trabajo, con los del análisis a Las Antenas desarrollados por Amram et al. (1992) con una observación realizada en la misma longitud de onda en reposo ($H\alpha$) con un interferómetro Fabry-Perot de barrido diferente al PUMA.

Finalmente, se discute la posición de los centros fotométricos de cada galaxia con las posiciones de los centros fotométricos encontrados en la literatura en estudios en longitudes de onda infrarrojo (μm) y radio (HI). Éstos coinciden con la galaxia noreste, pero no con la galaxia suroeste. La barra de la galaxia noreste también se distingue en imágenes de los contornos de observaciones en μm . La suma de las masas de cada galaxia obtenidas con las velocidades de rotación máximas de las curvas de rotación, es del mismo orden que la masa que se encuentra en la literatura en estudios en CO y HI, la cual fue determinada por la razón masa-luminosidad en la longitud de onda correspondiente; la masa orbital que se dedujo en este trabajo es del mismo orden que la masa dinámica inferida en CO. La suma de las masas individuales es un orden de magnitud mayor a la masa orbital.

Los resultados encontrados en este trabajo servirán como restricción a modelos numéricos que se planean realizar en un futuro con el objetivo de verificar si KPG 486 alcanzará en un estado próximo de interacción las características morfológicas y cinemáticas de Las Antenas.

En el siguiente capítulo se presentan las principales características morfológicas de las galaxias y los principales fenómenos que desata la interacción entre ellas, concluyendo con

la descripción del Catálogo de Pares de Galaxias Aisladas de Karachentsev, I. (1987). En el capítulo 3 se describe la distribución de gas en el medio interestelar de las galaxias, qué es y cómo se forma la línea de emisión $H\alpha$ (6563 Å), las líneas de emisión moleculares (CO) y la línea de 21 cm (HI). Luego se presenta una síntesis de los métodos para calcular la cinemática y dinámica de galaxias que se utilizaron para el análisis del par de galaxias KPG 486. En el capítulo 4, se describe el funcionamiento de un interferómetro Fabry-Perot de barrido, se da un resumen de los parámetros del PUMA y se explican los pasos de la reducción de los datos realizada sobre las observaciones a KPG 486. El capítulo 5 se encuentra dividido en dos partes: en la primera se muestran los resultados obtenidos en este trabajo, tal como la descripción morfológica de KPG 486, las curvas de rotación de cada galaxia, su masa, su sentido de rotación y el análisis a los perfiles de emisión dobles encontrados; en la segunda parte de esta sección se discuten estos resultados con aquellos encontrados en la literatura. En el capítulo 6, se dan las conclusiones de este trabajo.



Figura 1.1: El par aislado de galaxias KPG 486. Imagen de tres colores: F435W (B), FR656N ($H\alpha$), y F814W (I). Tomada con el canal de campo amplio (*Wide Field Channel (WFC)*) de la cámara *Advanced Camera for Surveys (ACS)* que se encuentra sobre el Telescopio Espacial Hubble (HST). El campo de visión es de 202×202 segundos de arco cuadrados y tiene escala de placa de $0''.05 \text{ pixel}^{-1}$. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda de la imagen. Tomada de HubbleSite-Gallery. (2008).

Capítulo 2

Interacción de galaxias

En este capítulo se presenta una breve descripción de las características principales de las galaxias. El primer paso para conocer a las galaxias es describirlas por tipo y clasificación, pues diferentes tipos de galaxias corresponden a mecanismos y ambientes distintos. En la primera sección de este capítulo se define la clasificación de Hubble, así se reseñan las propiedades principales de las galaxias de disco y de las galaxias elípticas. Las galaxias no están distribuidas uniformemente en el cielo, la mayoría se encuentran en cúmulos ó en grupos, entonces, en la segunda sección de este capítulo se resumen los fenómenos producidos por la interacción de galaxias. El objetivo de este trabajo es realizar un análisis cinemático y dinámico del par KPG 486. Las siglas KPG definen a las galaxias del catálogo de pares aislados de galaxias creado por Karachentsev, I. (1987), por lo que este capítulo se concluye con su descripción.

2.1. Características principales de las galaxias

2.1.1. Clasificación de Hubble.

En 1924 en el telescopio de 2.5 m en el Monte Wilson, Edwin Hubble, utilizando la ley de Leavitt (Leavitt & Pickering 1912) demostró que ciertas nebulosas no eran parte de la Vía Láctea encontrando que, en efecto, eran ‘universos isla’, que describió como aglomeraciones independientes de estrellas, gas y polvo. El esquema de clasificación de Hubble (1922) ignora detalles superficiales que hacen más complejas a las galaxias, pero contiene la forma principal, cualquier galaxia está incluida en la clasificación, incluso cuando es perturbada por una compañera.

Los tipos morfológicos principales están representados en el diagrama de la Figura 2.1. Las galaxias están separadas en dos clases principales: elípticas (E) y espirales (S). Las espirales están formadas por dos familias llamadas espirales normales y espirales barradas (SB), y están divididas en tres subtipos (Sa), (Sb), y (Sc), que corresponden a distintas clases. De izquierda a derecha en el diagrama de Hubble (Fig. 2.1), el disco se vuelve más importante, así como la proporción de gas y estrellas jóvenes.

Las galaxias elípticas son vistas proyectadas en el cielo más o menos como elipses planas. La razón de los ejes (a y b), varía de 1 a 3; la elipticidad ϵ , definida por $\epsilon = (a - b)/a$ (a el eje mayor), varía de 0 a 0.7. La clasificación de las elípticas está dada por 10ϵ (de E0 a E7).

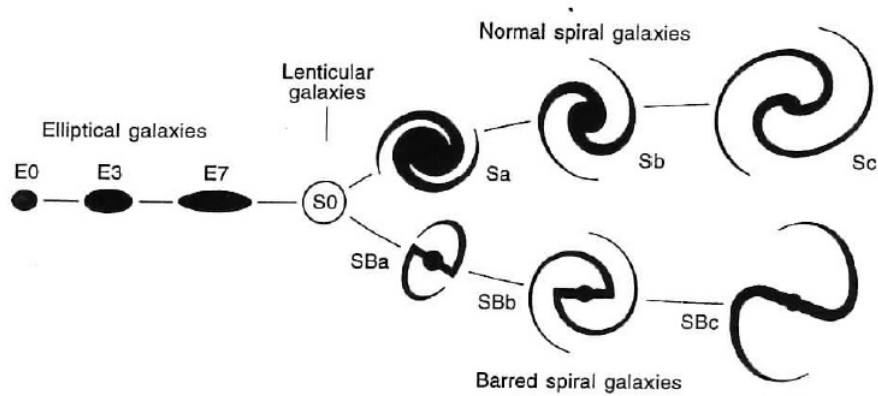


Figura 2.1: Clasificación de Hubble (1922). Imagen tomada de Combes (2000).

Existen elípticas enanas compañeras de galaxias más grandes. No tienen una subestructura y su luminosidad decrece desde del centro hacia afuera. Estas galaxias no contienen o contienen muy poco gas y su población estelar es de tipo II (Combes 2000).

Las galaxias espirales (S) tienen estructura muy plana tipo disco. Los brazos nacen en el bulbo, que es la parte más brillante. El bulbo tiene forma elipsoidal y es menos aplanado que el disco. Las galaxias barradas (SB) tienen una barra de estrellas que cruza el bulbo, al final de esta barra típicamente comienzan los brazos. La secuencia de Hubble, desde las Sa hacia las Sc, está formada de acuerdo con varios criterios:

- La razón del tamaño del bulbo respecto al tamaño del disco decrece suavemente desde Sa hacia Sc.
- La resolución y predominancia de los brazos espirales.
- La presencia de gas y polvo, regiones ionizadas y regiones de estrellas jóvenes, lo cual crece hacia las Sc.
- Los brazos son más abiertos en las Sc que en las Sa.
- La luminosidad total decrece de Sa hacia Sc.

Siguiendo la clasificación original de Hubble, después de las Sc la secuencia fue extendida hasta Sd y Sm por De Vaucouleurs en 1959 y unidas con la clase de galaxias irregulares (Irr): estas son estructuras que no están bien definidas; son amorfas (no tienen núcleo, disco, brazos espirales, etc.), pero contienen mucho gas y zonas de formación estelar.

Entre las elípticas y espirales en el diagrama de clasificación de Hubble se encuentran las galaxias S0 que son conocidas como lenticulares: son galaxias con un gran núcleo y un disco aplanado de estrellas, no tienen brazos espirales, gas o polvo (Combes 2000).

Frecuentemente, se refieren a las galaxias elípticas y lenticulares como 'galaxias tempranas', mientras que las espirales e irregulares se clasifican como 'galaxias tardías'. Estos términos se refieren solamente a la izquierda o derecha de la secuencia espiral, no deben ser interpretados como un estado de evolución de las galaxias, pues esta nomenclatura no tiene una base física directa (Mo et al. 2010).

2.1.2. Distribución de luminosidad.

La fotometría superficial y la distribución de luminosidad permiten identificar varios componentes de galaxias.

Modelo de luminosidad de las galaxias elípticas.

La distribución de luminosidad de las galaxias elípticas tiene un máximo de luminosidad en el centro y decrece hacia afuera rápida y uniformemente. El perfil de brillo superficial de galaxias esferoidales generalmente se ajusta al perfil de Sérsic o ley $R^{1/n}$,

$$I(R) = I_0 \exp \left[-\beta_n \left(\frac{R}{R_e} \right)^{1/n} \right], \quad (2.1)$$

donde I_0 es el brillo superficial central, n es el índice de Sérsic, el cual indica la concentración de brillo. R_e es el radio efectivo dentro del que se encuentra la mitad del brillo total, β_n es una constante que se aproxima por $\beta_n = 2n - 0.324$ para $n \geq 1$ (Mo et al. 2010).

En un principio, el brillo superficial de galaxias elípticas gigantes era descrito por la Ley de de Vaucouleurs llamada Ley 1/4, la cual es el perfil de Sérsic con $n = 4$ y $\beta_n = 7.67$. Se ha encontrado que el valor de n que mejor se ajusta al brillo superficial de una galaxia elíptica está relacionado con la luminosidad y tamaño de la galaxia.

En galaxias elípticas, las isofotas son elipses uniformes, y su posición angular en el cielo se determina por la posición de su eje mayor, se define respecto al norte y es positiva hacia el este (Combes 2000).

Modelo de luminosidad de las galaxias espirales.

Las galaxias de disco tienen una morfología más compleja que las galaxias elípticas. Ellas consisten típicamente en un disco delgado soportado por la rotación con brazos espirales y, a menudo, una barra, más un bulbo central (Mo et al. 2010).

El bulbo. El bulbo de galaxias espirales es similar en morfología, luminosidad y contenido estelar a las galaxias elípticas. Sin embargo, éstos son menos densos y luminosos que las galaxias elípticas. Además, en promedio, los bulbos de galaxias espirales son más aplanados. El modelo de luminosidad para los bulbos de galaxias espirales obedece una ley $R^{1/n}$, con n entre 1 y 6, variando de galaxias tardías a tempranas (Combes 2000).

El disco. Freedman, en 1970, estudió la fotometría de 36 galaxias espirales (incluyendo galaxias S0) encontrando una representación exponencial para el modelo de luminosidad:

$$I(R) = I_0 e^{-R/R_0}, \quad (2.2)$$

donde I_0 es la luminosidad extrapolada al centro y R_0 el radio característico (Combes 2000).

La estructura vertical. Los discos de las galaxias no son infinitesimalmente delgados. Las observaciones sugieren que la distribución de brillo superficial en la dirección 'vertical' (eje z) es independiente de la distancia R desde el centro del disco. Por lo tanto la densidad de luminosidad del disco es escrita de forma separada como

$$I(R, z) = I_0 \exp(-R/R_0) f(z). \quad (2.3)$$

Una función comúnmente usada para describir la densidad de luminosidad de galaxias de disco en dirección z es

$$f_n(z) = \operatorname{sech}^{2/n} \left(\frac{n|z|}{2z_d} \right), \quad (2.4)$$

donde n es un parámetro que controla la forma del modelo cerca de $z = 0$ y z_d es la longitud de escala del disco (Mo et al. 2010).

La estructura vertical ha sido bien estudiada en galaxias vistas de canto, donde los efectos de proyección se minimizan (la inclinación se encuentra entre 80 y 90° ; por convención, las galaxias vistas de frente tiene inclinación $i = 0^\circ$).

2.1.3. Poblaciones estelares y distribución de color.

En 1940, Baade interpretó la secuencia de clasificación de Hubble E-Sa-Sb-Sc-Irr como la variación continua en importancia relativa a dos tipos de poblaciones estelares, con las elípticas conteniendo una gran cantidad de estrellas de población II y las irregulares de población I. Esto corresponde al incremento de gas a lo largo de la secuencia de Hubble. Cada estrella tiene un color específico de acuerdo con su tipo espectral; la fotometría multicolor de las galaxias nos da información de sus poblaciones estelares, formación de estrellas y evolución de la galaxia (Combes 2000).

Las galaxias elípticas en general tienen colores rojos, indicando que su contenido estelar está dominado por estrellas viejas ricas en metales. El color está relacionado con la luminosidad, de tal forma que las elípticas más brillantes son más rojas. Estas galaxias muestran un gradiente de color, comúnmente, el exterior tiene un color más azul que la región central.

En general, las galaxias de disco son más azules que las galaxias elípticas que tienen la misma luminosidad. Esto se debe principalmente a que las galaxias de disco contienen formación estelar y las poblaciones estelares jóvenes son azules. Las galaxias de disco también tienen gradientes de color: las regiones externas son más azules que las internas. Los colores de los bulbos son muy similares o se encuentran fuertemente relacionados con los colores de sus discos. Como en galaxias elípticas, las galaxias con discos más luminosos son más rojas, sin embargo, la dispersión en la relación color-magnitud es mucho mayor que en galaxias elípticas, parte de esta dispersión se debe a efectos de inclinación.

A diferencia de las galaxias elípticas, que contienen gas muy caliente (RX a $\sim 10^7$ K), la principal componente de gas en galaxias espirales es el hidrógeno neutro (HI ~ 10 K) e hidrógeno molecular ($H_2 \sim 10$ K) (Mo et al. 2010).

2.2. Interacción de galaxias.

Las galaxias se encuentran en cúmulos, grupos, o pares: lejos de ser sistemas aislados, ellas forman sistemas y evolucionan a través de la interacción con su ambiente, en particular con sus galaxias vecinas. Las interacciones gravitacionales producen grandes mareas en los discos galácticos, dando lugar a brazos espirales y provocando brotes de formación estelar (*starburst*) Murdin, Paul (2001). Por lo tanto, la morfología de las galaxias depende de su ambiente, incluso si las mareas no son catastróficas. Las galaxias en interacción tienen velocidad orbital relativa menor y terminan fusionándose para formar un solo sistema, frecuentemente, un sistema elíptico. Por lo tanto, no todas las galaxias fueron creadas justo después del Big Bang por recombinación de la materia, sino que aún se están formando. Las colisiones entre galaxias podrían, así, contribuir a la actividad nuclear de radiogalaxias y quásares.

En los 1940s, Erik Holmberg estableció las bases para la interpretación de la interacción de galaxias, pero su trabajo no tuvo alto impacto. Predijo las mareas gigantes desarrolladas en la interacción y la fusión final de las galaxias. Durante los siguientes treinta años los astrónomos estaban convencidos de que los filamentos delgados alrededor de las galaxias se debían al intercambio de materia por el flujo de campo magnético, y no debido a las interacciones de mareas, por lo que desarrollaron la teoría de la magnetohidrodinámica.

En 1972 los hermanos Alar y Juri Toomre demostraron que los modelos gravitacionales simples de interacción de galaxias reproducen con gran detalle los puentes y colas luminosas observadas por Zwicky y después por Arp. Además, los hermanos Toomre sugirieron que las galaxias elípticas pueden ser remanentes de galaxias espirales que colisionaron y se fusionaron después del Big Bang (Schweizer 1986).

Se espera que las galaxias evolucionen y cambien su morfología en una escala de tiempo mucho más corta que la edad actual del universo: las galaxias han formado la mayoría de sus estrellas, y han sido objeto de las interacciones de marea y fusiones incluso con mayor frecuencia en el pasado (Combes 2000). En la Figura 2.2 se muestra la proporción de tipos de galaxias observadas de 55 cúmulos de galaxias como función de la densidad media proyectada de galaxias a lo largo de la línea de visión y el número de galaxias cubiertas en cada intervalo de dicha densidad media. Se observa que la proporción de galaxias espirales e irregulares (S+I) decrece monótonamente conforme aumenta la densidad proyectada de galaxias a lo largo de la línea de visión, mientras que la proporción de galaxias S0 y E aumenta. El histograma en el panel superior de la Figura 2.2 representa el número de galaxias observadas respecto a la densidad de galaxias a lo largo de la línea de visión (Dressler 1980).

Estudios sobre formación y evolución de galaxias sugieren que la formación de galaxias se vio fuertemente afectada por interacciones y fusiones resultando en galaxias nuevas de distinto tipo morfológico. Las simulaciones numéricas han demostrado que las fusiones de galaxias pueden formar galaxias elípticas, o bien, estar relacionadas con el origen de los bulbos de galaxias de disco (Schweizer 1986, Fuentes-Carrera 2003).

2.2.1. Fricción de marea, decaimiento orbital y relajación violenta.

La física de sistemas estelares que colisionan y se fusionan involucran esencialmente gravitación Newtoniana. Los tres fenómenos más importantes son fricción de marea, decaimiento

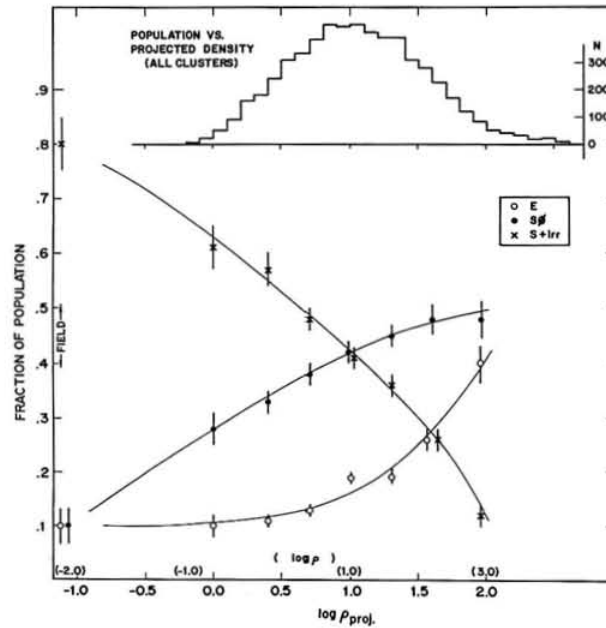


Figura 2.2: La fracción de galaxias elípticas (E), lenticulares (S0), y espirales e irregulares (S+I) como una función de la densidad proyectada de galaxias a lo largo de la línea de visión. El histograma (arriba) muestra el número de galaxias observadas junto con la densidad correspondiente. Se muestran los datos de las galaxias de 55 cúmulos de galaxias con $z \leq 0.06$ y $N \geq 50$ y las galaxias de campo (Dressler 1980).

orbital y relajación violenta (Schweizer 1986).

La fricción de marea es lo que hace que las galaxias que colisionan se fusionen eventualmente. Esta fricción es una generalización de una fuerza descrita por Chandrasekhar como ‘fricción dinámica’: si un objeto masivo se mueve a través de una capa de estrellas uniformemente distribuida, todas en reposo, el objeto interactuará con las estrellas gravitacionalmente a lo largo de su camino moviéndolas, perdiendo energía cinética y desacelerando. La fricción dinámica puede ser muy fuerte cuando dos galaxias se alcanzan a tocar o a fusionar durante un encuentro, pero incluso con separaciones de algunos diámetros, las galaxias inducen deformaciones de marea una sobre otra.

El decaimiento orbital es una consecuencia natural de la fricción de marea. Así como los satélites artificiales caen en espiral y regresan a la Tierra debido al arrastre experimentado en la atmósfera, dos galaxias compañeras que interactúan con una fuerza de marea, se mueven contrayendo sus órbitas. El decaimiento final y fusión ocurre relativamente rápido, típicamente durante una revolución orbital ($\sim 10^8$ años), debido a: (i) las fuerzas de marea que son inversamente proporcionales al cubo de la distancia entre las galaxias y (ii) el acoplamiento resonante entre las galaxias y los grupos de estrellas que rotan dentro de ellas. La Figura 2.3 sugiere cómo dos galaxias de disco en interacción pueden verse en diferentes estados de decaimiento orbital.

En el estado final de fusión, dos galaxias producen un cambio rápido en el campo gravitacional del sistema que dispersa y redistribuye a las estrellas en una configuración característica de equilibrio. Este proceso de redistribución se llama relajación violenta, de modo que se esperaría que el remanente de la fusión se parezca a una galaxia elíptica (Schweizer 1986).

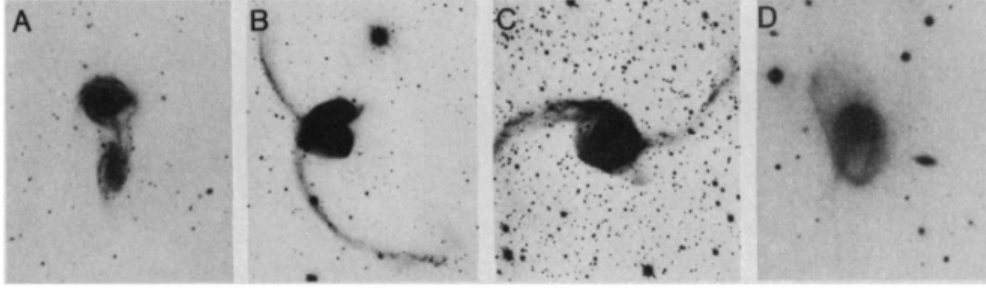


Figura 2.3: Galaxias de disco en interacción en distintos estados de decaimiento orbital: (A) NGC 5426/5427, un par de discos en interacción débil; (B) NGC 4039/4039 ('Las Antenas'), dos galaxias de disco que colisionan cada una con una cola de marea larga; (C) NGC 3256, un par de discos en colisión que aparecen parcialmente fusionados; y (D) NGC 3291, presumiblemente, un remanente de dos galaxias de disco fusionadas que ahora se identifican solo por sus colas de marea (Schweizer 1986). Ninguna de estas galaxias es parte del catálogo KPG.

Fricción dinámica.

Una característica particular de las colisiones de sistemas estelares es la transferencia sistemática de energía desde su movimiento orbital relativo hacia movimientos aleatorios de sus partículas constituyentes (Binney & Tremaine 2008). La fricción dinámica transfiere energía desde su órbita hacia el halo principalmente, mientras que los efectos de marea remueven masa desde las regiones exteriores y eventualmente pueden disolver completamente a la galaxia objetivo (Mo et al. 2010).

Considérese que una galaxia compañera P de masa M está rodeada por un campo de estrellas de masa individual $m \ll M$ que pertenece a un sistema de masa $\mathcal{M} \gg M$, que puede suponerse tan grande que se puede aproximar a infinito y homogéneo, con densidad $f(\mathbf{v}_m)$ en el espacio fase. La razón de los encuentros con las estrellas con parámetro de impacto entre b y $b + db$ y una unidad de velocidad $d\mathbf{v}_m$ será

$$2\pi b db v_0 f(\mathbf{v}_m) d\mathbf{v}_m, \quad (2.5)$$

donde v_0 es la velocidad relativa entre las estrellas con masa m y velocidad \mathbf{v}_m , y la galaxia compañera de masa M y velocidad \mathbf{v}_M . El cambio en la velocidad total debida a los encuentros acumulados será

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = \int \mathbf{v}_0 f(\mathbf{v}_m) d\mathbf{v}_m \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{2mv_0}{m+M} \left(1 + \frac{b^2 v_0^4}{G^2(m+M)^2}\right)^{-1} 2\pi b db, \quad (2.6)$$

donde b_{max} es el parámetro de impacto más grande, por ejemplo el radio de la galaxia. Integrando sobre b se obtiene

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = 2\pi \ln(1 + \Lambda^2) G^2 m(m+M) \int d\mathbf{v}_m f(\mathbf{v}_m) \frac{\mathbf{v}_M - \mathbf{v}_m}{|\mathbf{v}_M - \mathbf{v}_m|^3} \quad (2.7)$$

donde $\Lambda = b_{max} v_0^2 / G(m+M)$. Si las estrellas del campo tienen una distribución de velocidades isotrópica solamente las partículas con velocidad menor que v_m contribuirán a la fuerza de fricción. Integrando sobre todas las posibles velocidades \mathbf{v}_m ,

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = -\frac{\mathbf{v}_M}{v_M^3} 16\pi^2 \ln(\Lambda) G^2 m(m+M) \int d\mathbf{v}_m f(\mathbf{v}_m) v_m^2. \quad (2.8)$$

Si la masa objetivo M se mueve lentamente, con v_M suficientemente pequeña, tal que se puede reemplazar $f(\mathbf{v}_m) \approx f(0)$, se obtiene

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} \approx -\mathbf{v}_M \frac{16\pi^2}{3} \ln(\Lambda) G^2 m M f(0). \quad (2.9)$$

Por lo tanto, la fuerza es proporcional solamente a v_m , como la fuerza que corresponde a la fricción viscosa (Combes 2000, Binney & Tremaine 2008, Mo et al. 2010).

Principios de la fuerza de marea

La fuerza de marea experimentada por un objeto de diámetro d en interacción gravitacional con una masa M a una distancia D , corresponde a la diferencial de la fuerza de atracción de M : las partes más cercanas a M son más atraídas que las lejanas. El orden de magnitud de las fuerzas pueden ser obtenidas al diferenciar la fuerza gravitacional GM/D^2 :

$$F_{marea} \simeq \frac{GMd}{D^3}. \quad (2.10)$$

Las fuerzas de marea decrecerán rápidamente con la separación de las dos galaxias compañeras.

Si la distancia entre dos galaxias es mayor que su radio individual, el término principal en las fuerzas de marea varía como $\cos 2\theta$ en el plano de la galaxia 'objetivo' (principal) (θ siendo el azimut en el plano).

Considérese la acción gravitacional de una galaxia compañera de masa M situada a una distancia D desde la galaxia a la que nos referimos como 'objetivo'. En una primera aproximación, si las galaxias no penetran una a otra en una colisión, podemos suponer que la distribución de las masas es casi esférica y se puede utilizar el teorema de Gauss para obtener las fuerzas. Esta hipótesis desprecia la masa del disco, lo cual se justifica a primera aproximación. Comenzando con el caso en el que la órbita de la galaxia compañera está en el mismo plano del disco de la galaxia objetivo (Fig. 2.4), el potencial que actúa sobre una partícula en el disco de la galaxia, localizada por sus coordenadas polares (r, θ) en este plano, es:

$$V = -GM(r^2 + D^2 - 2rD \cos \theta)^{-1/2}. \quad (2.11)$$

Por otra parte, si la galaxia es no estacionaria, y se mueve respecto al centro de gravedad de las dos galaxias (la objetivo y la compañera), cada partícula actuará por la fuerza inercial en el marco de referencia de la galaxia objetivo, $-GM\mathbf{u}/D^2$, donde \mathbf{u} es el vector unitario que enlaza los dos centros galácticos. El potencial correspondiente es expresado por $GMD^{-2}r \cos \theta$.

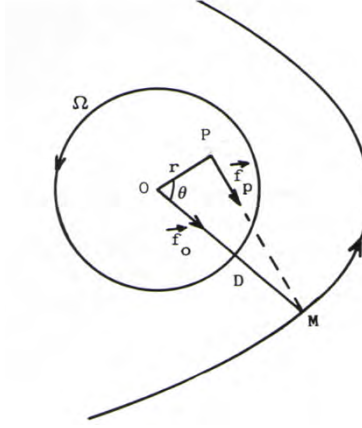


Figura 2.4: El principio de acción de marea. Una galaxia compañera M se mueve con trayectoria coplanar con la galaxia de disco objetivo. La fuerza de marea que experimenta el punto P en el plano con coordenadas polares (r, θ) se obtiene al extraer la fuerza ejercida sobre O (que es, la fuerza inercial en el sistema de referencia en la posición O) de la atracción que M ejerce sobre P (a lo largo de PM): $\mathbf{F}_{marea} = \mathbf{f}_P - \mathbf{f}_O$ (Combes 2000).

El potencial debido a la perturbación de marea en cada punto de la galaxia objetivo es expresado en el sistema de referencia de la galaxia objetivo, por

$$V_{tot} = -GM(r^2 + D^2 - 2rD \cos \theta)^{-1/2} + GMD^{-2}r \cos \theta + cte, \quad (2.12)$$

el cual, al expandirse a segundo orden, da

$$\begin{aligned} V_{tot}(r, \theta) &= -\frac{GM}{D} \left(1 + \frac{r}{D} \cos \theta + \frac{3r^2}{4D^2} \cos 2\theta + \frac{r^2}{4D^2} + \dots \right) + \frac{GM}{D^2} r \cos \theta \\ &= cte - \frac{GM}{D} \frac{r^2}{D^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \cos 2\theta \right) + O\left(\frac{r^3}{D^3}\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

El término en $\cos \theta$ desaparece del potencial, el cual es principalmente bisimétrico. Por lo tanto existen dos polos de perturbación, que explican la formación de dos brazos espirales en el disco de la galaxia objetivo.

En el caso en el que la compañera orbita en un plano inclinado a un ángulo i respecto al plano de la galaxia objetivo, las partículas de la objetivo a una distancia r desde el centro experimentan una fuerza en dirección perpendicular al plano (Fig. 2.5)

$$\begin{aligned} F_z &= DGM \sin i [(D^2 + r^2 - 2rD \cos \theta \cos i)^{-3/2} - D^{-3}] \\ &= \frac{3}{2} \frac{GM}{D^2} \frac{r}{D} \sin 2i \cos \theta. \end{aligned} \quad (2.14)$$

La fuerza se calcula en el momento en el que la galaxia compañera se encuentra en el punto más alto del plano de la galaxia objetivo. La fuerza de marea es del orden de GMr/D^3 (como en el plano), y su dependencia azimutal no es mayor que la bisimétrica pero contiene el término de Fourier $m = 1$, la cual indica la presencia de un brazo espiral (Combes 2000).

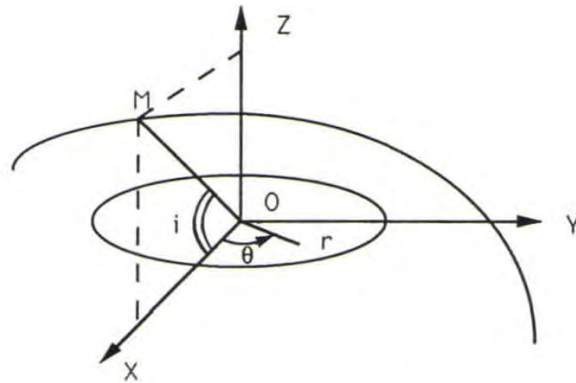


Figura 2.5: La fuerza de marea perpendicular al plano: el plano de la órbita de la galaxia compañera M tiene un ángulo i con el plano de la galaxia objetivo, esto es, el ángulo entre xOy y yOM es igual a i (Combes 2000).

2.2.2. Simulaciones numéricas

El problema de tres cuerpos. En un encuentro gravitacional, las fuerzas de marea decrecen como $1/D^3$; la interacción es especialmente importante en el momento en el que la distancia entre las galaxias es mínima: las partículas de la galaxia objetivo reciben un impulso y las aceleraciones adquiridas son transformadas por deformación, después de que la galaxia compañera ha pasado. Los efectos principales son puramente cinemáticos, lo cual explica el éxito de las simulaciones de tres cuerpos ignorando la autogravedad entre las partículas: toda la materia de las galaxias objetivo y compañera son representadas por partículas, de masa despreciable, que se mueven independientemente. Estas partículas están sujetas al campo gravitacional de las dos galaxias, cuyas órbitas relativas son calculadas de la misma forma que en el problema de dos cuerpos. Además se justifica la autogravedad despreciable de las partículas ya que las perturbaciones de marea modifican especialmente las partes externas de las galaxias, las cuales están al menos gravitacionalmente enlazadas.

Por lo tanto, si las partículas representan a las estrellas, así como al gas y al polvo, la aproximación de las simulaciones de tres cuerpos es más justificada por el gas, el cual representa del 5 al 10 % del total de la masa de una galaxia espiral y cuya autogravedad es más despreciable. La componente gaseosa es mucho más perturbada por las interacciones de marea que la componente estelar debido a su baja dispersión de velocidades y su mayor extensión en las regiones externas (gas atómico HI). La formación de ondas de densidad justo en el centro de galaxias perturbadas es, sin embargo, un fenómeno estelar basado esencialmente en autogravedad (Combes 2000).

2.2.3. La formación de filamentos, anillos y capas.

Filamentos. La simetría de la fuerza de marea, la cual contribuye a la formación de dos brazos espirales en un disco perturbado, permite la formación de cuatro brazos si las dos compañeras son galaxias de disco. Cuando las masas de las dos galaxias en interacción son iguales o del mismo orden, los dos brazos espirales internos se unen para formar un puente que desaparece relativamente rápido; los dos brazos espirales externos se trazan como dos

estructuras con forma de 'antenas', las cuales permanecen por uno o dos Giga-años. Un ejemplo famoso está representado en las Figuras 2.6 y 2.7: Las Antenas (NGC 4038/39), el cual es un sistema cercano a la fusión, en el último estado de interacción. Las simulaciones muestran que estas estructuras en forma de antenas, cuyas partículas alcanzan la velocidad de escape, se dispersan hacia el medio intergaláctico poco después. Pero al final de estas estructuras se forman complejos de gas, que se han detectado con observaciones en hidrógeno atómico. Estos complejos también contienen grandes cantidades de gas ionizado, lo que sugiere un aumento en la formación estelar, probablemente desarrollado por los encuentros estas estructuras en el medio intergaláctico. Una vez que estos complejos se separan de la galaxia madre pueden formar galaxias compactas enanas, las cuales puede decirse que son de segunda generación (Combes 2000).

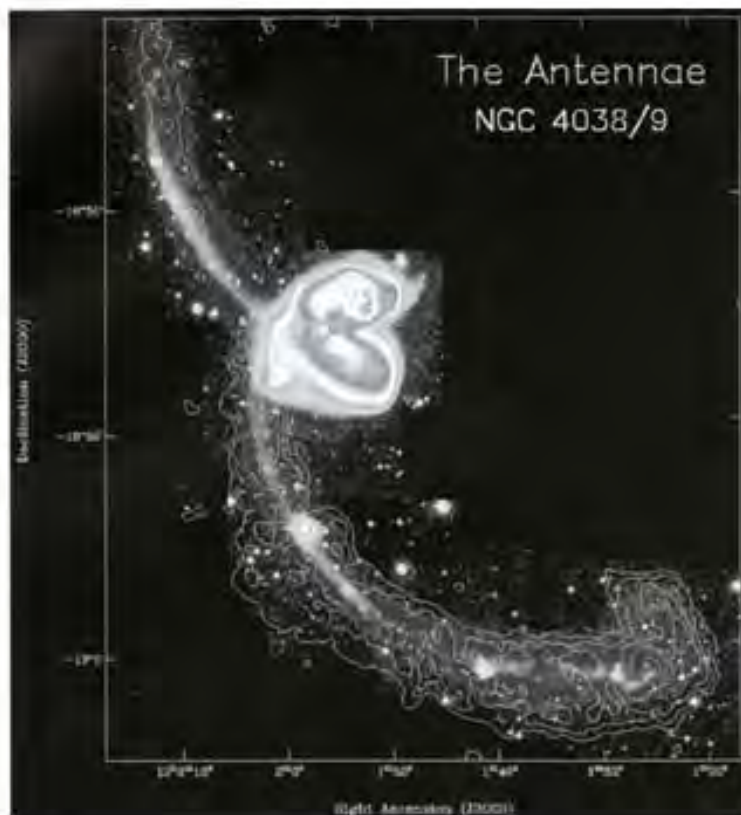


Figura 2.6: Contornos de HI (hidrógeno atómico) superpuestos sobre una imagen óptica de Las Antenas (NGC 4038/39) (Combes 2000).

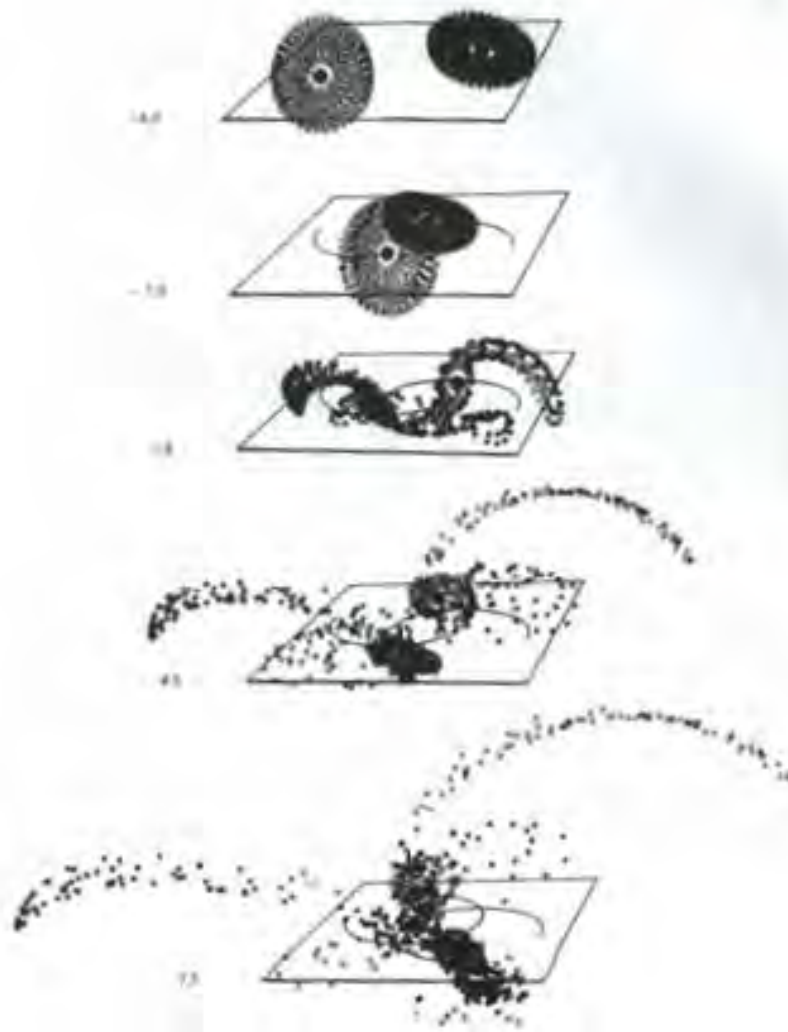


Figura 2.7: Simulación numérica de Toomre & Toomre (1972) del sistema NGC 4038-4039 (Las Antenas).

Galaxias con alta densidad en la zona central. De acuerdo con el valor del parámetro de impacto de la colisión, los brazos espirales generados tendrán un grado de mayor o menor apertura o, mayor o menor extensión, hasta que ellos se cierran como un anillo en una colisión de frente. Este fenómeno, aunque es raro, es observado en algunas galaxias 'anillo' tal como la galaxia 'Rueda de Carreta' (*Cartwheel*) (fig. 2.8). Los anillos, que son esencialmente ondas cinemáticas, son bien reproducidos por simulaciones con partículas de prueba. El paso de una galaxia compañera masiva hacia el centro de la galaxia objetivo momentáneamente atrae a las partículas hacia el centro; después de la perturbación, las partículas regresan hacia afuera y comienzan las oscilaciones dirigidas por la fuerza gravitacional tirada por el disco. Estas oscilaciones se producen con frecuencias que dependen de la posición radial inicial de las partículas. Una onda de densidad se propaga suavemente hacia afuera, donde las partículas se acumulan (Combes 2000).



Figura 2.8: Prototipo de galaxias con estructura de anillo: la galaxia Rueda de Carreta (*Cartwheel*). Imagen del *Digitized Sky Survey (DSS)* con campo de visión de $3'.508 \times 3'.339$. Tomada de (Bonnarel et al. 2000).

Deformaciones. Mientras algunas galaxias con un plano distorsionado interactúan gravitacionalmente con una compañera, algunas son observadas relativamente aisladas; esto es, que no han experimentado el paso de una compañera por Giga-años. El problema de la persistencia de las deformaciones en estas galaxias ha sido solucionado al postular un halo esférico de materia invisible que envuelve a la galaxia, sin embargo, la masa que se determina con su curva de rotación es casi igual a la masa del disco visible. La solución puede venir de la forma en que las galaxias evolucionan y acretan masa. Una galaxia acreta varias veces su masa inicial en el tiempo de Hubble, esta acreción probablemente es hecha a través de nubes con un momento angular no relacionado con el de la galaxia inicial. Las torcas entre la galaxia y sus elementos acretados se alinearán progresivamente con los varios momentos angulares en una dirección en común, la cual se convertirá en el nuevo eje de rotación de la galaxia. Una galaxia espiral cambia su dirección de rotación varias veces en su vida. Las deformaciones gaseosas en las partes externas de los discos galácticos pueden ser sólo una manifestación de esta evolución (Combes 2000).

Cascarones alrededor de galaxias elípticas. Los cascarones son filamentos muy delgados y luminosos en forma de arcos circulares cuyo centro es la galaxia. Estas capas luminosas corresponden a la proyección sobre el plano del cielo de pequeñas porciones de esferas formadas por estrellas. La hipótesis más plausible de su formación es que estas estructuras están frecuentemente asociadas a distorsiones (brazos espirales y filamentos de material eyectado a grandes distancias) que caracterizan la colisión o fusión de dos galaxias espirales; mediante la cual se sugiere que una pequeña galaxia espiral que incide sobre una galaxia elíptica tiene como consecuencia la formación de estas capas. La galaxia elíptica, siendo muy masiva, difícilmente se perturbará en tal colisión, mientras que la pequeña, totalmente engullida, perderá su identidad, sus estrellas dispersadas en el campo gravitacional de la galaxia elíptica formarán las capas. Simulaciones utilizando el modelo de tres cuerpos restringido confirmaron este escenario: una colisión entre una elíptica ($M \simeq 10^{12} M_{\odot}$) y una espiral aproximadamente cien veces menos masiva, termina en la formación de estas capas (Combes 2000).

2.2.4. La formación de galaxias elípticas.

El gran porcentaje de galaxias observadas que tienen cascarones (20 %) sugiere una tasa importante de fusiones entre galaxias. Se puede estimar que el número de galaxias compañeras ‘devoradas’ por cada galaxia en el cielo es de 4 o 5. Además, la fusión de dos galaxias espirales de masa comparable puede resultar en una galaxia elíptica (Combes 2000).

La existencia de dos tipos de galaxias, elípticas (esferoidales) y espirales (discos), es un viejo problema en astronomía extragaláctica. De acuerdo con la interpretación tradicional, en la cual las galaxias se forman justo después del Big Bang, las estrellas en sistemas esferoidales se forman muy rápidamente a partir de una nube protogaláctica, antes de que haya una completa disipación de la componente gaseosa. Las estrellas de las galaxias de disco, por otra parte, se forman más lentamente en las nubes de gas que han tenido tiempo de contraerse y aplanarse en forma de discos por la rotación. Por lo tanto, es posible estimar el número de galaxias fusionadas desde el inicio del Universo. Éste puede ser de 10 a 20 %. Este porcentaje es cercano a la proporción de galaxias elípticas en el Universo.

La formación de galaxias elípticas podría no solo ocurrir a través de la fusión de galaxias de masa comparable, pues si se toman en cuenta las galaxias compañeras pequeñas, la formación de elípticas sería más progresiva. Por otra parte, observaciones realizadas con el satélite IRAS en 1984 han revelado que las galaxias más brillantes en el cielo y en sistemas infrarrojos son sistemas en proceso de fusión y galaxias en interacción. El flujo en el lejano infrarrojo es directamente dependiente de la razón de formación estelar (la emisión del polvo es calentada por las nuevas estrellas). Enormes eventos de formación estelar están presentes en esas galaxias en fusión, lo cual podría explicar la gran abundancia de cúmulos globulares en galaxias elípticas. Algunas supernovas y vientos estelares generados en el curso de tales brotes de formación estelar podrían dirigir hacia afuera la componente gaseosa cargada a lo largo de espirales, lo cual explica su ausencia en la galaxia elíptica final (Combes 2000).

2.2.5. Galaxias activas.

Una fracción de galaxias tienen una distribución espectral más amplia de la que se espera de una colección de estrellas, gas y polvo. Estas emiten sobre todo el rango espectral, desde el radio hasta los rayos X, sugiriendo que esta radiación es no térmica. Además, las zonas óptica y UV de su espectro frecuentemente revelan líneas de emisión numerosas fuertes y muy anchas. Estas galaxias son llamadas galaxias activas, y ejemplos de éstas incluyen galaxias Seyfert, radiogalaxias, y quásares. La emisión no térmica de galaxias activas emana de una región central muy pequeña, la cual se llama núcleo activo de galaxia (AGN, del inglés *active galactic nucleus*) (Mo et al. 2010).

La radiación de un AGN se cree que es resultado de la acreción de materia por un agujero negro supermasivo en el centro de la galaxia. Los AGNs son las fuente, más luminosa y persistente de radiación electromagnética en el universo y, como tales, pueden ser usadas como medio de detección de objetos distantes (Schneider 2006). Observacionalmente, es conocido que puede haber una relación entre las interacciones de galaxias y la generación de energía en los núcleos de las galaxias (Barnes & Hernquist 1992):

Galaxias *starburst*. Se ha demostrado que las galaxias peculiares del catálogo de Arp tienden a ser más azules, en promedio, que las galaxias aisladas. Una explicación probable es que las interacciones aceleran la formación de estrellas conforme el gas se comprime en choques y colisiones de nubes. Sin embargo, estos efectos dependen de la orientación de los discos y la geometría orbital, por lo que los brotes de formación estelar (*starburst*) no se encuentran en todas las colisiones.

Galaxias luminosas en infrarrojo (*Infrared-Luminous Galaxies*.) Los ejemplos más extremos de galaxias con brotes de formación estelar son aquellos cuya emisión es generada principalmente en el bulbo. Ejemplos de este fenómeno fueron revelados por el satélite IRAS que detectó fuentes con luminosidades infrarrojas arriba de $10^{13} L_{\odot}$, de las cuales las más brillantes eran sistemas de galaxias en fusión. Observaciones en CO indican que estos objetos usualmente contienen grandes cantidades de gas en su bulbo. Simulaciones numéricas indican que la fusión de dos galaxias de masa comparable pueden crear concentraciones de gas nuclear considerables. La acumulación de gas en el centro de cada galaxia anterior a la fusión y que eventualmente se hunda hacia el centro del consiguiente remanente se debe a la fricción dinámica (Barnes & Hernquist 1992). Hay indicaciones de que muchos o incluso todos los objetos ultraluminosos de IRAS poseen núcleos dobles y que la intensidad de la emisión está relacionada con la proximidad de su núcleo. Las simulaciones numéricas indican que la fase de núcleos dobles es corta y no hay un mecanismo claro por el cual la emisión en infrarrojo se apague una vez que los núcleos han fusionado.

Galaxias Seyfert. Los AGN más comunes en el Universo Local son los que estudió Seyfert en 1943. Estudios apuntan a que las galaxias Seyferts tienden a ser encontradas en galaxias en interacción con compañeras cercanas. Existen también indicaciones de que las fusiones entre galaxias (*mergers*), además de los encuentros transitorios, están relacionados con la actividad Seyfert. Algunas Seyfert muestran múltiples núcleos y colas de marea, característicos de la fusión de galaxias. Simulaciones numéricas demostraron que la acreción de pequeños satélites de disco ricos en gas generan un rápido flujo de gas hacia el núcleo de la galaxia (*inflows*) nuclear de gas y remanentes que han sido distorsionados, pero la mayoría son discos sin rasgos distintivos. Como en la fusión de galaxias de masas comparables que contienen gas, estos '*inflows*' pueden ser dirigidos por barras estelares de grandes escalas excitadas por un satélite que decae. Además este efecto puede operar incluso si la barra no es generada durante la fusión de galaxias. En algunos casos la fuerza de marea de la galaxia satélite comprime las órbitas de gas en el disco, dejando una disipación rápida en la líneas de flujo que se cruzan. Si el gas es autogravitante, éste se puede fragmentar y las burbujas de gas sobrantes se hundirán hacia el centro del disco, cediendo momento angular a las estrellas que las rodean vía fricción dinámica. Es natural suponer que eventos como este pueden generar simultáneamente actividad Seyfert y dejar remanentes con morfologías amorfas o perturbadas (Barnes & Hernquist 1992).

Cuasares (*Quasars*) Los Cuasares son los miembros más luminosos de las clases de AGNs. Estudios de estructuras morfológicas de galaxias que hospedan un quásar indican que una gran fracción de éstas están perturbadas. Entre los quasars de bajo corrimiento al

rojo, 70% o más han tenido compañeras cercanas, algunas poseen características de colas de marea y algunas otras parecen estar enlazadas con sus galaxias vecinas por puentes o tienen evidencia de núcleos múltiples. Las simulaciones numéricas demuestran que las fuerzas de marea pueden dirigir gas hacia el interior del núcleo de galaxias en interacción, pero no predicen si se formará un AGN. Además no es claro si los modelos de galaxias son caricaturas de las galaxias que contienen un quásar. Sin embargo, las colisiones entre galaxias y un abundante suministro de gas son ingredientes necesarios para formar quásares, entonces se espera que los AGNs sean más abundantes a altos corrimientos al rojo (*redshifts*) más que en el Universo Local ya que las interacciones eran más frecuentes entonces y más gas libre estaba disponible.

Radiogalaxias. Algunas galaxias son productos de fusiones. Estos objetos muestran irregularidades estructurales muchas veces asociadas con candidatos a fusión, incluyendo caminos de polvo, colas, puentes, capas, y núcleos dobles. Algunas presentan evidencia de reciente formación estelar y niveles poco usuales de emisión infrarroja, sugiriendo que son relativamente jóvenes. Las simulaciones numéricas indican que los remanentes de la fusión de galaxias son morfológicamente similares a galaxias elípticas y que si las galaxias involucradas son ricas en gas, una considerable cantidad de gas caerá hacia el núcleo del remanente de la fusión de galaxias. La cinemática de radio galaxias elípticas es bastante similar a las normales y algunos candidatos a fusionar tienen perfil de luminosidad $R^{1/4}$. Argumentos fenomenológicos sugieren que el gas continuará fragmentándose y contrayéndose a pequeñas escalas y eventualmente podría formar un agujero negro o ser acretado por uno existente (Barnes & Hernquist 1992).

2.2.6. Implicaciones cosmológicas

El modelo Λ -*Cold Dark Matter* (Λ CDM) es una parametrización del modelo cosmológico del Big Bang en el cual el Universo contiene materia oscura fría y una constante cosmológica (Λ) asociada con la energía oscura. Frecuentemente se hace referencia a este modelo como el ‘modelo estándar’ del Big Bang pues provee argumentos razonables de las propiedades observacionales del Universo.

Utilizando el efecto Doppler es posible medir la velocidad de rotación de las galaxias espirales tomando en cuenta la inclinación del disco. La gráfica de velocidad respecto a la distancia al centro galáctico se llama curva de rotación. Se ha observado que las curvas de rotación de galaxias espirales no decrecen más allá del disco visible (Rubin et al. 1978), lo cual sugiere que existe otra componente del disco que es un halo de materia oscura (Mo et al. 2010).

Si la mayoría de las galaxias se encuentran dentro de halos masivos oscuros, entonces la fusión de dos galaxias involucra la fusión de los halos primero. En una simulación de la fusión de dos galaxias, los halos oscuros individuales han sido incluidos alrededor de cada galaxia, y su rol ha sido muy importante: recibir el momento angular orbital de los discos en fusión y acelerar la fusión de las galaxias visibles. En escenarios cosmológicos de formación jerárquica de galaxias, pequeños halos se virializan primero, y progresivamente fusionan para formar halos cada vez mayores. La fusión de sistemas visibles no sigue la misma velocidad

que los halos, por lo que es probable que en un estado avanzado de interacción de galaxias, estas tengan ya un halo común.

El número de interacciones y fusiones que experimenta una galaxia durante su vida puede poner restricciones sobre los diferentes modelos del Universo y en particular sobre los valores de su densidad. En el modelo estándar de materia oscura fría (CDM) con una densidad crítica $\Omega = 1$, la masa acretaada por galaxias durante los últimos Giga-años ($\sim 10^9$ años), es todavía una gran fracción de su masa actual, mientras que la acreción declina más rápido en modelos abiertos ($\Omega < 1$). Observaciones de galaxias revelan que la mayoría de ellas posee discos estelares muy delgados, mientras que la acreción satelital es muy eficiente en discos gruesos. La estadística sobre el grosor de discos puede servir para restringir la razón de fusión de galaxias y determinar los modelos del Universo (Combes 2000).

2.3. Catálogo de pares aislados de galaxias (KPG)

La anisotropía de la distribución de galaxias en el cielo, en particular la tendencia a formar pares cercanos, fue notada desde los inicios del siglo XIX. El primer estudio sistemático de galaxias dobles fue iniciado por Lundmark en 1927, quien propuso que dos galaxias comprenden un par si su separación angular no excede el diámetro angular de la componente más grande. Más adelante, Holmberg, en 1937, presentó un catálogo de 827 sistemas de galaxias, de los cuales 533 son pares de acuerdo con su criterio: dos galaxias son físicamente par si su separación angular no excede la suma de sus diámetros angulares. Sin embargo, alrededor del 40% de los pares de Holmberg eran ficticios pues debido a la pequeña escala de los negativos, algunas estrellas con halos fotográficos fueron incluidas, además de que el criterio de Holmberg no distingue pares aislados de aquéllos que son miembros de sistemas múltiples (grupos o cúmulos). Page, en 1952, condujo las primeras mediciones de velocidades radiales de galaxias dobles del catálogo de Holmberg. Fue hasta la década de los 60s, que con el *Palomar Observatory Sky Survey*, se produjeron los catálogos *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies (CGCG)* y el *Morphological Catalogue of Galaxies (MCG)*, y con ellos fueron reconocidos una cantidad importante de casos de galaxias en interacción y sistemas múltiples, colectados en el *Atlas of Interacting Galaxies* por Voronstov-Vel'yaminov, en 1959. Imágenes a gran escala de algunos pares en interacción pueden ser vistos en el *Atlas of Peculiar Galaxies*, de Arp, hacia 1966. A algunas de las galaxias dobles en estos catálogos no se les aplicó un criterio de selección consistente para identificarlas como tal. Era necesario un nuevo catálogo de galaxias dobles, en el cual los pares serían seleccionados a partir de sus propiedades observadas. Este trabajo se realizó en el *Catalogue of Isolated Pairs of Galaxies*, por Igor Karachentsev en 1972. Así, un par físico de dos galaxias consiste en dos galaxias suficientemente cercanas una a la otra, tal que la energía de interacción entre ellas y cualquier galaxia vecina debe ser menor que la energía potencial de interacción entre las dos galaxias en el par.

En el catálogo KPG, dos galaxias con diámetro angular a_1 y a_2 , respectivamente, y separación mutua, x_{12} , satisfacen el criterio de aislamiento si,

$$x_{1i}/x_{12} \geq \chi a_i/a_1, \quad x_{2i}/x_{12} \geq \chi a_i/a_2, \quad (2.15)$$

donde i indica cada galaxia vecina cuyo diámetro angular es a_i , ocurre en el intervalo

$$\xi a_1 \leq a_i \leq \lambda a_1, \quad \xi a_2 \leq a_i \leq \lambda a_2. \quad (2.16)$$

Para el criterio básico en el catálogo, se adoptan los siguientes valores adimensionales,

$$\chi = 5, \quad \xi = 1/2, \quad \lambda = 4. \quad (2.17)$$

En adición al criterio de aislamiento básico, denotado por $(--)$, el catálogo KPG incluye tres criterios fuertes adicionales, con los siguientes parámetros,

$$\chi = 10, \quad \xi = 1/2, \quad \lambda = 4 \quad (+-), \quad (2.18a)$$

$$\chi = 5, \quad \xi = 1/4, \quad \lambda = 4 \quad (-+), \quad (2.18b)$$

$$\chi = 10, \quad \xi = 1/4, \quad \lambda = 4 \quad (++) . \quad (2.18c)$$

Una ilustración esquemática de pares que satisfacen (2.17) y (2.18) se muestran en la Figura 2.9.

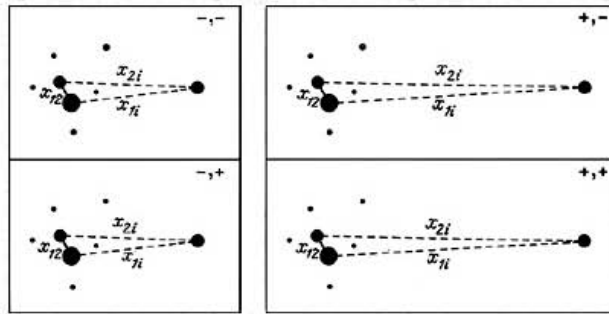


Figura 2.9: Criterios de aislamiento del catálogo KPG (Karachentsev, I. 1987). En los cuatro paneles x_{12} representa la distancia entre las galaxias que componen el par y x_{ji} la distancia de la galaxia j del par ($j = 1, 2$) a la i -ésima galaxia vecina. El panel superior izquierdo esquematiza el criterio de aislamiento $(-, -)$ dado por la ecuación (2.17); el panel superior derecho representa al criterio $(+, -)$ dado por la ecuación (2.18a); los paneles inferiores corresponden a los criterios $(-, +)$ y $(+, +)$ dados por las ecuaciones (2.18b) y (2.18c) respectivamente.

Karachentsev, I. (1987) también presenta el tipo de interacción en el catálogo según la morfología adquirida por la interacción que se muestra en los diagramas de la Figura 2.10. Con el tipo L se indican pares en los que una o ambas galaxias tienen una estructura lineal extendida de tipo cola (que en inglés es *tail* y se indica por t), puente (br, de *bridge*), o una combinación (brt) (paneles izquierdos de la Figura 2.10). El tipo A indica una atmósfera ‘común’ alrededor de ambas componentes con una simetría amorfa (am), o como de una cáscara irregular (sh) (paneles al centro de la Figura 2.10). La última clase de interacción, D, indica perturbación en la estructura espiral o en la forma general de una (1) o dos (2) de las componentes (paneles derechos de la Figura 2.10). A primera aproximación, esta tipología depende solo débilmente de la orientación de un par de galaxias respecto a la línea de visión.

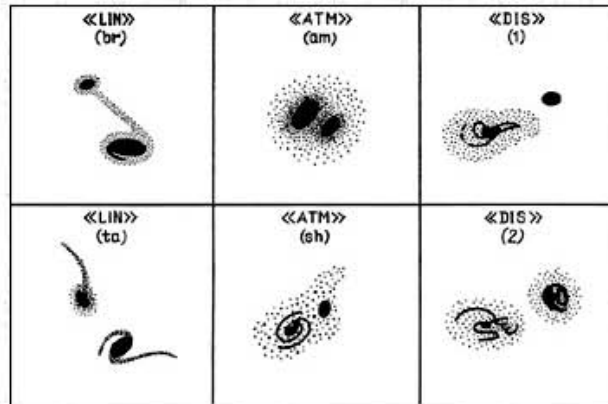


Figura 2.10: Tipos de interacción del catálogo KPG (Karachentsev, I. 1987). Los paneles de la izquierda esquematizan a los pares de galaxias con interacción de tipo L, arriba las galaxias presentan un puente (br) y abajo las galaxias tienen cola (t); los paneles del centro representan la interacción tipo A, la atmósfera con simetría amorfa (am) en el panel superior y en el inferior irregular (sh); los paneles de la derecha tienen interacción tipo D, arriba la perturbación es sobre una de las componentes del par (1) y abajo sobre las dos (2).

De acuerdo con Karachentsev, I. (1987), la investigación sistemática de galaxias dobles nos provee de información importante acerca de las condiciones de formación y propiedades de la evolución de las galaxias.

Capítulo 3

Cinemática y dinámica de galaxias de disco

Este capítulo contiene la explicación de los métodos que serán utilizados para el análisis cinemático y dinámico del par de galaxias KPG 486. La cinemática y dinámica de las galaxias se puede calcular a través de las observaciones a las líneas de emisión o absorción del gas y las estrellas que las componen. Como se vio en el capítulo anterior, las galaxias de disco son más azules que las galaxias elípticas debido a que contienen formación estelar y que una de sus componentes principales es el gas de hidrógeno atómico neutro (HI) y el hidrógeno molecular (H_2). En la primer sección de este capítulo se explica cómo se forma la emisión del hidrógeno atómico neutro (HI) y ionizado (HII), y cómo la emisión de la molécula de CO funciona como trazador del hidrógeno molecular. En la segunda sección se expone cómo a través de estos datos se obtiene la cinemática de las galaxias espirales. Por último, se describen los métodos para obtener la masa de cada galaxia y la masa orbital de un par de galaxias.

3.1. Medio interestelar en galaxias

Las galaxias están formadas principalmente por estrellas, pero esas estrellas están inmersas en un medio gaseoso relativamente difuso y frío. Su densidad es en promedio de 1 partícula por cm^{-3} , $10\ cm^{-3}$ en nubes de hidrógeno atómico, y $1000\ cm^{-3}$ en nubes moleculares. Su temperatura va de 5 K en estas últimas regiones, hasta 10^4 K en regiones ionizadas calentadas por estrellas jóvenes. El hidrógeno forma en su mayoría al gas interestelar y el helio es alrededor del 25%. Otros elementos se presentan en cantidades mínimas. El gas interestelar es enriquecido por elementos pesados eyectados por estrellas (en explosiones de supernovas y vientos estelares).

La distribución de gas en galaxias se obtiene de un grupo de datos complementarios de varias longitudes de onda: en el óptico dominan las líneas de emisión de las regiones ionizadas o regiones H II (es notable la línea $H\alpha$); en el radio en centímetros domina la radiación térmica que también indica la presencia de regiones H II, y la línea de 21 cm del hidrógeno atómico (H I) que permite el mapeo de galaxias a gran escala y a muy grandes distancias del centro; en el radio, en milímetros, domina la línea de 2.6 mm de la molécula de monóxido de carbono,

CO, que es un trazador de la molécula de H_2 y de nubes moleculares densas, las cuales están mucho más concentradas hacia el centro que las nubes de gas atómico. Mientras que las líneas de absorción proveen información acerca del contenido estelar (líneas que vienen de las atmósferas estelares), las líneas de emisión permiten el estudio de la distribución de gas ionizado (Estalella & Anglada. 1999, Combes 2000, Mihalas & Binney 1981).

3.1.1. El gas atómico

El gas atómico, compuesto mayoritariamente por hidrógeno, se halla concentrado en las nubes difusas de hidrógeno neutro. Dichas nubes, llamadas regiones HI, se caracterizan por tener densidades relativamente bajas ($n \simeq 1 - 100 \text{ cm}^{-3}$) y temperaturas de $T \simeq 10^2 \text{ K}$. En estas condiciones el gas de hidrógeno está por completo en forma atómica neutra. Los posibles iones que se forman se recombinan rápidamente y las moléculas son destruidas fácilmente por la radiación ultravioleta que se encuentra en el medio interestelar.

La línea de 21 cm que permite observar el hidrógeno atómico fue predicha en 1945 por Van de Hulst a instancias de Oort. Fue detectada simultáneamente por los grupos de Harvard (Ewen and Purcell), de Leiden (Muller and Oort) y de Sidney (Christiansen and Hindman). Fue la primera línea espectral detectada en radioastronomía y su observación permitió detectar por primera vez el hidrógeno neutro interestelar en forma atómica y estudiar la estructura global de la Galaxia (Estalella & Anglada. 1999).

La transición de 21 cm.

La línea de 21 cm se debe a un desdoblamiento hiperfino del estado fundamental del átomo de hidrógeno debido al acoplamiento de los espines del protón y el electrón. La transición del espín de paralelo ($F = 1$) a antiparalelo ($F = 0$) va acompañada de la emisión de un fotón cuya frecuencia es $\nu = 1\,420\,405\,751.786 \pm 0.001 \text{ Hz}$, que corresponde a una longitud de onda aproximada de 21 cm (Estalella & Anglada. 1999).

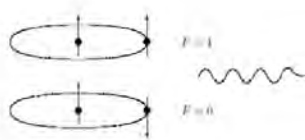


Figura 3.1: Transición hiperfina del átomo de hidrógeno (Estalella & Anglada. 1999).

Distribución del gas interestelar.

Existe una correlación entre masa del hidrógeno atómico en galaxias y su tipo morfológico. Las galaxias tardías de tipo Sc e Irr son las más ricas en HI respecto a su masa total. Las galaxias elípticas son extremadamente pobres en gas neutro. Esta ausencia de gas sugiere que existen vientos galácticos suficientemente fuertes para que la galaxia pierda el gas residual eyectado por las estrellas, las que llegan a tener más gas son provistas por la acreción de una compañera espiral. La proporción de HI sobre la masa total de una galaxia varía desde 1 a

2% en galaxias espirales de tipo temprano (Sa) hasta arriba de 30% en galaxias irregulares (Irr) y es el 10% del promedio de la masa de galaxias espirales (Combes 2000).

3.1.2. Regiones HII

Si una estrella joven es suficientemente caliente ($T > 10000 K$), sus fotones UV pueden ionizar el medio circundante, formando una región HII. Los electrones libres y los núcleos creados de esta manera se pueden recombinar y emitir nuevos fotones, o bien pueden calentar el gas por colisión con otros átomos. De esa forma la radiación emitida por la estrella es transmitida al medio circundante y hace que emita también radiación. Otros tipos de regiones ionizadas no relacionados con objetos jóvenes son las nebulosas planetarias, las envolturas de novae y los restos de supernovas y, en general, estrellas con envolturas ionizadas.

Las regiones HII son observables en un amplio intervalo de longitudes de onda, desde el UV hasta el radio. Los átomos son continuamente ionizados por la estrella central y, a su vez, los electrones libres y los iones se recombinan. En el proceso de recombinación de un electrón y un ión, el electrón va cayendo en cascada hacia los estados de menor energía, emitiendo líneas de recombinación. Por otra parte, el continuo también emite radiación, producida por interacciones entre partículas cargadas no ligadas. Debido a que las partículas son libres, sus estados de energía no están cuantizados y la radiación resultante de los cambios en su energía cinética es continua sobre el espectro. Esta emisión es conocida como radiación libre-libre.

Líneas espectrales en regiones HII.

En las regiones HII, los átomos de hidrógeno se están recombinando continuamente. El electrón no siempre pasa directamente al estado fundamental, sino que este proceso puede caer en cascada por los niveles cuánticos, perdiendo energía y emitiendo fotones de longitudes de onda características, que dan lugar a una serie de líneas espectrales llamadas líneas de recombinación.

Los niveles de energía del electrón en el átomo de hidrógeno y demás átomos hidrogenoides, vienen dados, en el caso no relativista, por

$$E_n = -\frac{2\pi^2\mu e^4 Z^2}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, 3...), \quad (3.1)$$

donde, μ es la masa reducida del electrón que depende de la masa del núcleo, e es la carga del electrón, n el número cuántico principal, Z el número atómico del átomo y h la constante de Planck. Los niveles de energía suelen ponerse en términos de la constante de Rydberg

$$R = \frac{2\pi^2\mu e^4}{h^3 c} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \frac{M}{m_e + M} \simeq R_\infty \left(1 - \frac{m_e}{M}\right), \quad (3.2)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, m_e la masa del electrón y R_∞ es la constante de Rydberg para un átomo de masa infinita $M = \infty$:

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} = 109737 \text{ cm}^{-1}. \quad (3.3)$$

Al pasar del nivel $n + \Delta n$ al nivel n , se emite un fotón con energía

$$\Delta E_{n+\Delta n,n} = E_{n+\Delta n} - E_n = hRcZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]. \quad (3.4)$$

La frecuencia del fotón será,

$$\nu_{n+\Delta n,n} = \frac{1}{h} \Delta E_{n+\Delta n,n} = RcZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right], \quad (3.5)$$

que, para transiciones en que $\Delta n \ll n$, puede aproximarse por

$$\nu_{n+\Delta n,n} \simeq \frac{2RcZ^2}{n^3} \Delta n. \quad (3.6)$$

Por ejemplo, para el hidrógeno, para $\Delta n = 1$, se tiene:

$$n = 2 \quad \nu = 4.57 \times 10^{14} \text{ Hz} \quad \lambda = 6563 \text{ \AA} \text{ (visible)} \quad (3.7)$$

Las diferencias entre las líneas de recombinación de distintos elementos vienen dadas por la constante de Rydberg.

Para designar a las líneas de recombinación, primero se indica el elemento (p. ej. H), luego el nivel n más bajo de la transición (p. ej. 2) y finalmente el valor de Δn utilizando las letras griegas $\alpha, \beta, \gamma, \dots$. Las series de Lyman, Balmer, Paschen, Brackett, corresponden respectivamente a las transiciones con $n = 1, 2, 3, 4$. Por ejemplo:

$$\begin{aligned} (\text{Lyman}) \text{ Ly}\alpha &\rightarrow \text{H}1\alpha \text{ (UV)} \\ (\text{Balmer}) \text{ H}\alpha &\rightarrow \text{H}2\alpha \text{ (visible)} \\ (\text{Balmer}) \text{ H}\beta &\rightarrow \text{H}2\beta \text{ (visible)} \\ (\text{Paschen}) \text{ P}\gamma &\rightarrow \text{H}3\gamma \text{ (IR)} \\ (\text{Brackett}) \text{ B}\alpha &\rightarrow \text{H}4\alpha \text{ (IR)} \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.1.3. Nubes moleculares

La formación de moléculas en el medio interestelar es posible cuando la densidad de la región es elevada, lo que hace que las colisiones entre átomos sean más frecuentes. Sin embargo, aunque se pueda formar una molécula por colisión entre átomos, esta puede ser disociada fácilmente por un fotón UV. Una buena protección frente a la disociación se encuentra en el polvo interestelar, que absorbe la radiación UV. Los dos factores que favorecen la producción y preservación de las moléculas (densidad elevada y presencia de granos de polvo) se encuentran en las regiones más densas y frías del medio interestelar, las nubes moleculares.

En las nubes moleculares es donde tiene lugar el proceso de formación estelar. Así, estudiando las nubes moleculares se pueden conocer las condiciones iniciales a partir de las cuales, mediante un proceso de colapso gravitatorio, pueden formarse nuevas estrellas. Asimismo, el gas molecular permite obtener información sobre las etapas más tempranas de la evolución estelar, cuando el objeto estelar joven atraviesa una fase muy energética de eyección de materia en forma de un intenso viento estelar, que interacciona con el material molecular del medio donde se ha formado.

Transiciones moleculares.

Una molécula puede presentar, fundamentalmente, tres tipos de transiciones: rotacionales (que involucran la rotación de la molécula como un todo, y por tanto, un giro de los núcleos unos respecto a otros), vibracionales (ocurren cuando los núcleos vibran en torno a su posición de equilibrio) y electrónicas (que suponen un cambio en la distribución de la nube de electrones). Aunque estos tres tipos de transiciones no siempre se presentan de manera aislada, en la aproximación de Born-Openheimer, que consiste en tratar de forma separada los movimientos de los núcleos y de los electrones, se pueden considerar por separado los estados energéticos de los electrones y de los núcleos, y así, separar las transiciones correspondientes entre estados.

Transiciones rotacionales.

El momento angular de una molécula diatómica es

$$L = I\omega \quad (3.9)$$

donde I , el momento de inercia de la molécula, viene dado por el producto de la masa reducida de la molécula, $\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$, y el cuadrado de la distancia entre los núcleos, r_0 :

$$I = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} r_0^2. \quad (3.10)$$

La energía rotacional será por lo tanto,

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{L^2}{2I}. \quad (3.11)$$

La solución de la ecuación de Schrödinger para una molécula diatómica indica que el momento angular está cuantizado y sólo puede tomar valores

$$L_J = \hbar [J(J+1)]^{1/2} \quad J = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.12)$$

donde J es el número cuántico rotacional. Los niveles de energía serán,

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} [J(J+1)]. \quad (3.13)$$

Dado que las únicas transiciones permitidas por las reglas de selección son aquéllas en que J varía en una unidad ($J \rightarrow J-1$), la frecuencia de una transición vendrá dada por

$$\nu_{J,J-1} = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} j. \quad (3.14)$$

La molécula de CO.

La molécula de H_2 es el componente fundamental de las nubes moleculares. Sin embargo, esta molécula carece de transiciones fácilmente excitables en las condiciones generales de las nubes moleculares, por lo que es poco apropiada para su estudio directo. Por lo tanto, la molécula que resulta más importante para el estudio generalizado de las nubes moleculares es la de CO, debido a que presenta características que la hacen idónea para el estudio del medio interestelar:

- Es la molécula más abundante después del H_2 ($[H_2/CO] \simeq 5.5 \times 10^3$) y presenta transiciones rotacionales (Miralles-Caballero et al. 2011).
- Es una molécula resistente, su energía de disociación es de 11.2 eV.
- La temperatura característica $T = h\nu/k$ de sus transiciones rotacionales de bajo número cuántico es del orden de la temperatura cinética típica de las nubes moleculares, $T_k \simeq 10$ K,

$$\begin{aligned} CO(J = 1 \rightarrow 0) \quad T = 5.532 K, \quad \lambda = 2.6 mm \\ CO(J = 2 \rightarrow 1) \quad T = 11.065 K, \quad \lambda = 1.3 mm. \end{aligned} \tag{3.15}$$

Por lo tanto, la energía cinética disponible en las colisiones es suficiente para poblar eficientemente los niveles rotacionales bajos de la molécula de CO.

- La temperatura de excitación de la transición es cercana a la temperatura cinética de la nube molecular y no a la temperatura de fondo.

3.2. Cinemática de galaxias espirales.

Antes de que las nebulosas espirales fueran identificadas como galaxias, como resultado de la inclinación de las líneas de absorción en el espectro, hacia los 1920s su rotación fue descubierta. En los 1970s, las curvas de rotación ($V(r)$) se obtuvieron en frecuencias ópticas en las regiones centrales a partir de las líneas de absorción de estrellas y de las líneas de emisión de regiones H II en la zona externa (Rubin et al. 1978). En los observatorios Westerbork (1970s) y VLA (1980s) se determinaron un gran número de curvas de rotación observando la línea de emisión de 21 cm (H I), confirmando lo que ya se había demostrado con las observaciones en la línea de H α : que las curvas de rotación se hacen planas a grandes distancias (Combes 2000).

3.2.1. Rotación en galaxias espirales.

La velocidad de rotación en galaxias se determina a partir de las velocidades radiales que se miden para distintos puntos sobre cierta galaxia. Estas velocidades radiales se obtienen a través del corrimiento en longitud de onda, al rojo o al azul, de la línea de emisión o de

absorción debido al efecto Doppler¹. Así, conociendo el corrimiento de una línea de emisión para un punto dado en una región III, se puede obtener su velocidad radial.

Para obtener las velocidades de rotación de una galaxia a partir de de las velocidades radiales, se supone un disco bien definido, circular y sin espesor, en un plano P , este plano forma un ángulo i con el plano del cielo P' , por lo que en el plano del cielo se ve la proyección del disco, es decir, una elipse, cuyos semiejes mayor y menor, a y b respectivamente, dependen del ángulo i por la relación

$$i = \arccos \left(\frac{b}{a} \right). \quad (3.16)$$

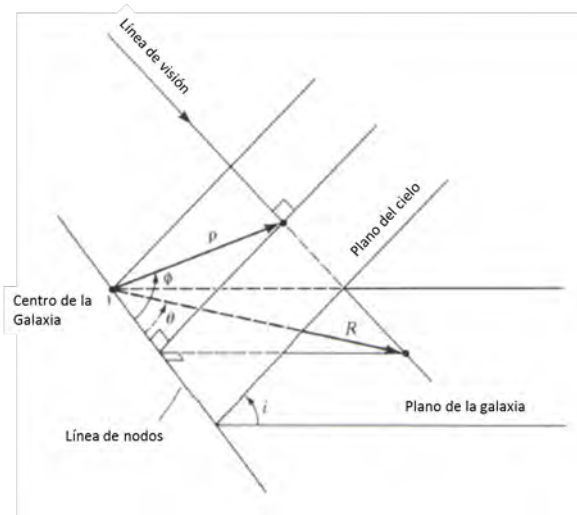


Figura 3.2: Diagrama para obtener la velocidad de rotación del disco de una galaxia a partir de la velocidad radial de la misma (Mihalas & Binney 1981).

En la Figura 3.2 se muestra el disco de la galaxia en el plano P , cuyos puntos son descritos por las coordenadas polares R y θ . El plano P' tendrá una inclinación i respecto al plano P de la galaxia, la intersección de estos planos forma una línea perpendicular llamada línea de nodos, que contiene al centro del disco de la galaxia. La proyección del disco en el plano P' es una elipse cuyos puntos se describen con las coordenadas polares ρ y ϕ .

Observacionalmente se mide la velocidad radial, $V_r(\rho, \phi)$, para cada punto dentro de esta elipse. Al trasladar este vector sobre la línea de visión hasta intersectarlo con el plano P , se puede descomponer en tres ejes ortogonales (x, y, z) sobre este plano, tales que x es perpendicular al radiovector R , y es una prolongación de R y z perpendicular al plano P (ver Fig. 3.2).

La descomposición de la velocidad radial V_r dará una componente tangencial de velocidad

$$\Theta(R, \theta) \cos \theta \sin i, \quad (3.17)$$

¹Considérese un objeto que en reposo emite un fotón de longitud de onda λ_{rep} . Si el objeto se mueve con velocidad v respecto al observador, la longitud de onda observada λ_{obs} será

$$\frac{\lambda_{observada} - \lambda_{reposito}}{\lambda_{reposito}} = \pm \frac{v}{c}$$

con c la velocidad de la luz (Malacara 2004).

una componente radial

$$\Pi(R, \theta) \sin \theta \sin i, \quad (3.18)$$

y una componente perpendicular

$$-Z(R, \theta) \cos i. \quad (3.19)$$

Al considerar que toda la galaxia se mueve respecto a nosotros con una velocidad sistémica V_0 , tenemos la siguiente expresión para la velocidad radial de un punto con coordenadas (ρ, ϕ) en P' y coordenadas (R, θ) en P :

$$V_r(\rho, \phi) = \Theta(R, \theta) \cos \theta \sin i + \Pi(R, \theta) \sin \theta \sin i - Z(R, \theta) \cos i + V_0. \quad (3.20)$$

Por otro lado, (ρ, ϕ) y (R, θ) se relacionan por

$$R^2 = \rho^2 (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi \sec^2 i) \quad (3.21)$$

$$\tan \theta = \tan \phi \sec i. \quad (3.22)$$

De las ecuaciones (3.20), (3.21) y (3.22), las tres componentes, Θ , Π y Z , no pueden deducirse conociendo únicamente V_r , por lo que se imponen las siguientes restricciones: simetría axial, de manera que Θ , Π y Z dependen solamente de R y que el movimiento predominante en la galaxia es el de rotación, de tal forma que los movimientos circulares en cada punto son despreciables, por lo que $\Pi = Z = 0$. Por lo tanto se obtiene la expresión:

$$V_r(\rho, \phi) = V_0 + \Theta(R) \cos \theta \sin i \quad (3.23)$$

A partir de la ecuación (3.23), la velocidad de rotación de un punto en la galaxia será:

$$\Theta(R) = \left(\frac{V_r(\rho, \phi) - V_0}{\cos \theta \sin i} \right), \quad (3.24)$$

con las ecuaciones (3.21) y (3.22) para relacionar las coordenadas en cada plano y la expresión (3.16) para la inclinación i (Fuentes-Carrera 1999).

Cuando se mide V_r , y utilizando los datos observacionales, V_0 , ρ , ϕ , a y b , se obtiene $\Theta(R)$, la gráfica de Θ contra R será la curva de rotación de la galaxia. La Figura 3.3 muestra un número de curvas de rotación obtenidas de esta forma (Rubin et al. 1978, Mihalas & Binney 1981).

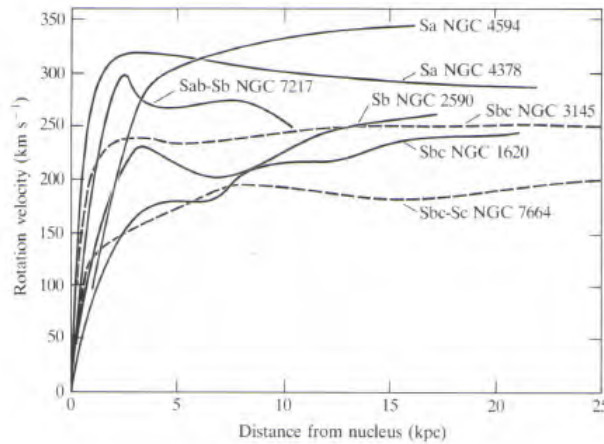


Figura 3.3: Curvas de rotación de galaxias espirales obtenidas con mediciones ópticas (Rubin et al. 1978).

Algunos modelos teóricos del campo de velocidades radiales y su correspondiente curva de rotación se pueden ver en la Figura 3.4 (Amram 1991).

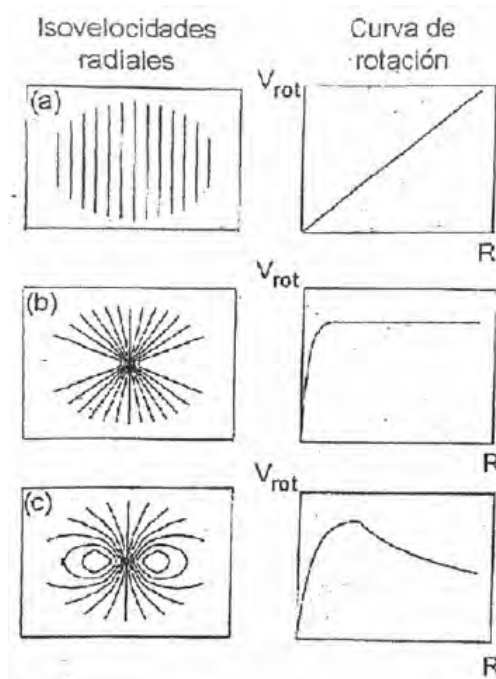


Figura 3.4: (a) Mapa de isovelocidades radiales y curva de rotación asociada para un cuerpo rígido. (b) Mapa de isovelocidades radiales y curva de rotación para velocidad constante respecto al radio (curva plana). (c) Mapa de isovelocidades radiales y curva de rotación asociada para un aumento de la forma $1 - e^R$ para la velocidad seguida de una disminución kepleriana de la misma (Amram 1991).

3.2.2. Resolución óptica.

La distribución de gas en las galaxias se obtiene de un grupo de datos en diferentes regiones del espectro y que son complementarios entre sí. En particular, en la región del óptico del espectro electromagnético dominan las líneas de emisión del hidrógeno ionizado, donde es apreciable la línea de $H\alpha$ (6563 Å). En el disco de una galaxia espiral las regiones H II son ionizadas por la radiación de estrellas jóvenes y masivas, que en la mayoría de los casos se encuentran a lo largo de los brazos espirales. Su distribución radial tiene un máximo a un cuarto de la distancia desde el centro hasta la región más exterior de la galaxia. Ésta es una gran concentración en comparación con la distribución de hidrógeno atómico, cuya densidad máxima casi siempre se encuentra fuera de la estructura espiral visible. Para el análisis de los campos de velocidades de una galaxia, lo más utilizado son las observaciones en las líneas de emisión de gas ionizado, este análisis se complementa con el estudio del espectro en frecuencias de radio de la línea de 21 cm de HI (Mihalas & Binney 1981, Combes 2000).

Métodos de observación para la determinación de la cinemática de galaxias.

- Líneas de absorción. Dan información de la componente estelar, son difíciles de obtener y no se extienden en todo el disco. Estas líneas se usan para comparar las velocidades

de rotación de estrellas con la velocidad de rotación del gas.

- Espectroscopía de rendija larga ('long-slit'). Se observan las líneas del gas ionizado ($H\alpha$ y $N II$), en galaxias distantes se observan regiones $H II$. Usualmente en el eje mayor. Lleva mucho tiempo observar más allá del disco.
- Interferometría Fabry-Perot. Permite la obtención de todo el campo y ha sido el método más desarrollado (Combes 2000).

3.2.3. Resolución en radio.

La determinación de campos de velocidades de la componente $H I$ tiene pobre resolución espacial, aunque la resolución espectral permite gran precisión, del orden de varios km/s (Combes 2000). La Figura 3.5 muestra los campos de velocidad de 22 galaxias espirales observados en la línea de 21 cm, las deformaciones centrales (en forma de S) se deben a la presencia de una barra, las deformaciones exteriores se deben a deformaciones del plano (Bosma 1981).

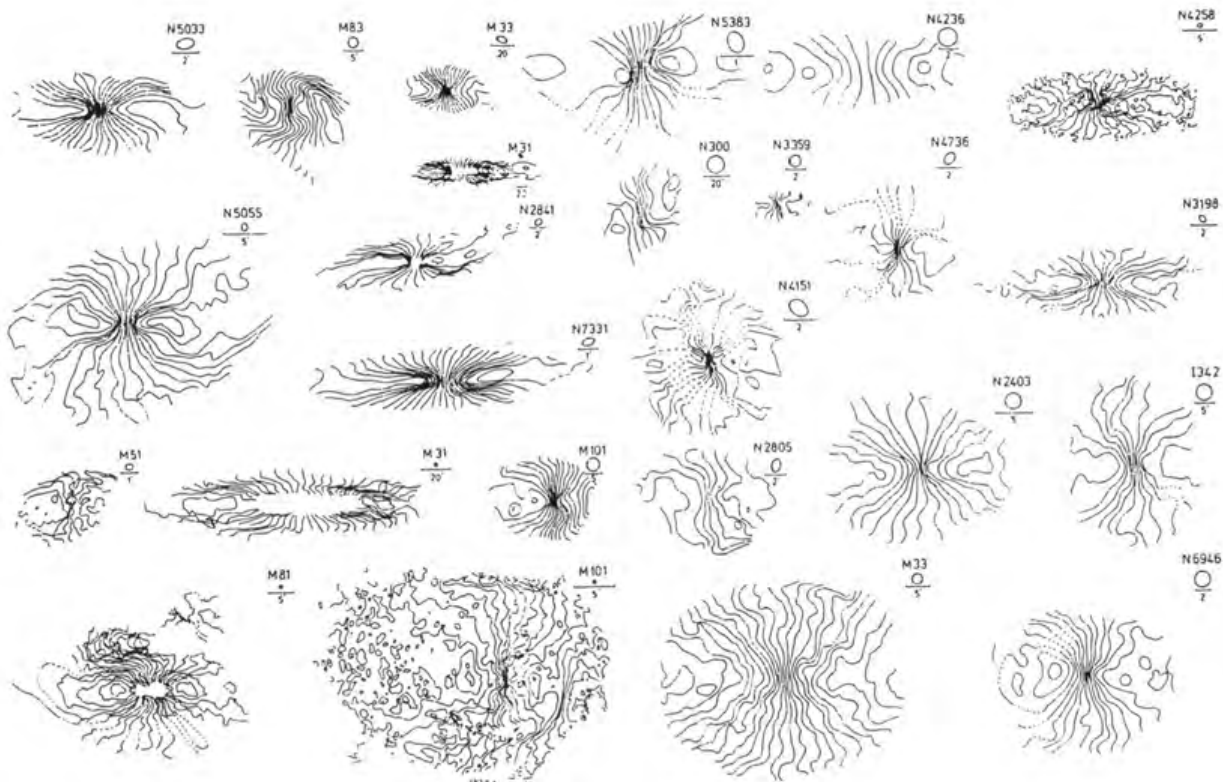


Figura 3.5: Campos de velocidad de 22 espirales, observados en la línea de 21 cm. Las galaxias están orientadas tal que el eje mayor es horizontal (Bosma 1981).

Los campos de velocidades pueden ser analizados en forma de isovelocidades o 'diagramas de araña'. En los diagramas de araña existen irregularidades de velocidad o perturbaciones

vistas a gran escala, las cuales son manifestaciones de la estructura particular o de las ‘ondas de densidad’: brazos espirales, barras de estrellas, o deformación en el plano galáctico.

Brazos espirales. El gas de H I es una componente con baja dispersión de velocidades que puede ser un buen trazador del potencial gravitacional. Podría ser utilizado como una prueba a los modelos de ondas de densidad propuestos para explicar la estructura espiral de galaxias². En la zona donde cruzan los brazos espirales, las perturbaciones a la velocidad sistémica se deben a la desaceleración del gas entre los brazos (Combes 2000).

Barras y distorsiones ovals. El gas muestra características distintivas que corresponden a órbitas elípticas o no circulares. Si las líneas de flujo de gas tienen forma oval centrada en el núcleo galáctico, entonces el eje menor cinemático de la galaxia estará inclinado hacia el eje menor óptico, mientras que el eje mayor cinemático permanecerá aproximadamente paralelo al eje mayor óptico, con lo que se puede concluir que los ejes cinemáticos principales de una galaxia con disco oval no son perpendiculares. La línea de isovelocidad central que indica la velocidad sistémica, V_{sys} , no es paralela al eje menor. La inclinación de la isovelocidad central a lo largo del eje menor es el método principal para identificar a la barra. En una galaxia barrada, el gas rota alrededor del centro en una órbita elíptica a lo largo de la barra, de esta forma, las líneas de isovelocidades revelan una perturbación característica en forma de S como se puede ver en la Figura 3.6 (Mihalas & Binney 1981, Combes 2000).

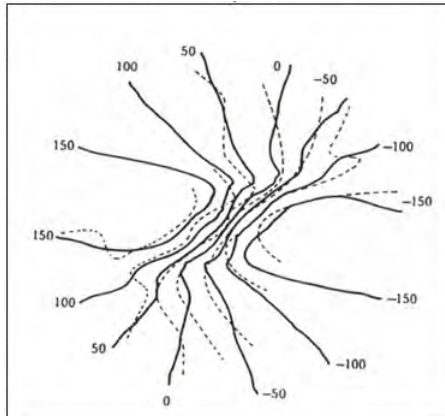


Figura 3.6: Líneas sólidas: curvas de isovelocidades encontradas con observaciones de líneas de emisión en el óptico de la galaxia NGC 5338. Líneas punteadas: representación de un modelo hidrodinámico (Combes 2000).

Distorsión o deformación del plano de la galaxia. Cuando el plano de una galaxia está deformado, la inclinación, β , y su posición angular, ϕ , varían con el radio; esto perturba al campo de velocidad y parece no tener velocidades circulares. La perturbación puede ser modelada dividiendo el disco en anillos concéntricos del grosor de la resolución espacial. Cada anillo tiene inclinación β_i y posición angular ϕ_i . Estos parámetros se encuentran comparando la velocidad radial del anillo proyectado con el campo de velocidad observado (ver Fig. 3.7).

²ver Apéndice A

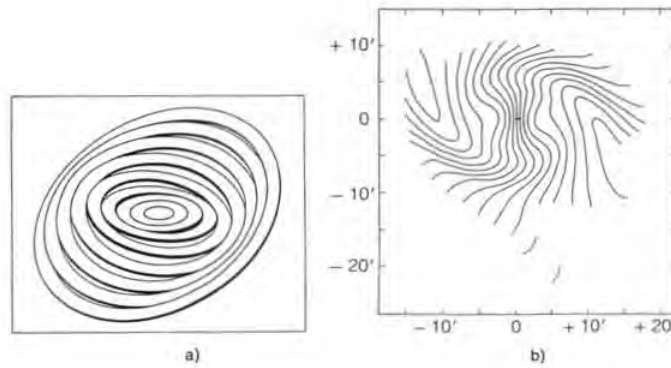


Figura 3.7: a) Vista de un modelo con distorsión planar de la galaxia M83. b) Isovelocidades construidas a partir del modelo (Combes 2000).

3.2.4. Sentido de la rotación.

Los brazos espirales pueden ser clasificados por su orientación relativa a la dirección de rotación de la galaxia. Un brazo *trailing* es aquél en el que las puntas de los brazos espirales apuntan en la dirección opuesta a la rotación galáctica. Si las puntas apuntan en la dirección de rotación, se llaman brazos *leading* (ver Fig. 3.8) Binney & Tremaine (2008).

Para conocer el sentido de rotación de una galaxia no es suficiente saber si la galaxia espiral tiene sus brazos en el sentido de una S o al revés en la imagen proyectada en el cielo, ni tampoco basta conocer el lado que se aleja o el que se aproxima del plano de rotación de la galaxia, pues no depende del lado de la galaxia más cercano al observador. Existen criterios que utilizan la asimetría de la imagen debido a la presencia de polvo en la galaxia (Pasha 1985):

1. El criterio de la línea de polvo: en galaxias con inclinación cercana a 90° , la materia absorbente en el disco se proyecta en el perímetro de la galaxia, por lo que indica el lado del brazo más cercano al observador.
2. El criterio del gradiente: el brillo aparente del bulbo cae de manera desigual desde el centro hacia afuera a lo largo del eje menor, el lado lejano será aquel en el que el perfil de brillo superficial descienda más suavemente.
3. El criterio de la vena de polvo interior: el polvo en las zonas interiores del disco puede ocultar parte del bulbo con filamentos delgados, lo que, una vez más, indica el lado cercano.
4. El criterio del lado cóncavo: la parte más absorbente en una galaxia de canto tendrá los bordes cóncavos de sus brazos espirales hacia el observador y, así, con datos espectroscópicos se podrá determinar la dirección de rotación.

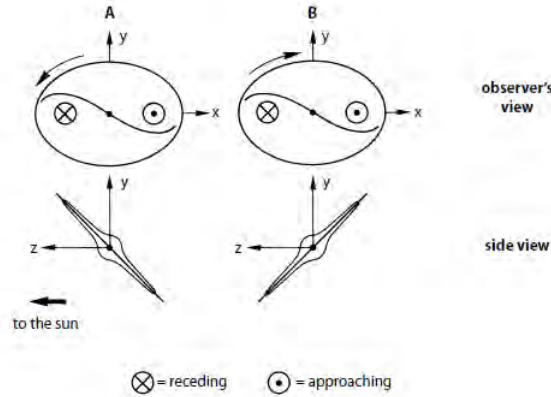


Figura 3.8: La apariencia de brazos *leading* y *trailing*. La galaxia A tiene brazos *leading*, la galaxia B tiene brazos *trailing*. Ambas exhiben la misma imagen en el cielo y el mismo campo de velocidades radial (Binney & Tremaine 2008).

3.3. Dinámica.

Todos los métodos para medir masas en astronomía son dinámicos. Para sistemas tales como cúmulos estelares, galaxias y cúmulos de galaxias, se asume, en general, que se encuentran en equilibrio dinámico, y conociendo la velocidad de los objetos que los conforman y sus dimensiones, se puede estimar su masa.

Un resultado clave para determinar las masas de galaxias y cúmulos de galaxias, es el teorema del virial, derivado para cúmulos de estrellas por Eddington en 1916.

3.3.1. El teorema del virial.

Cúmulos estelares, galaxias elípticas y cúmulos de galaxias, pueden considerarse en equilibrio dinámico bajo la gravedad basados en la comparación del tiempo de cruce de un objeto con la edad del sistema (Longair 2008).

El tiempo de cruce es el tiempo que le toma a una partícula viajar de un punto en su órbita a otro punto a 180° :

$$t_{cr} = \frac{R}{\langle v \rangle} \quad (3.25)$$

con R el tamaño del sistema y $\langle v \rangle$ la dispersión de velocidades.

Clausius introdujo el virial en conexión con la energía térmica de gases y demostró que Θ , la energía cinética promedio del sistema, está definida como:

$$\Theta_i = -\frac{1}{2} \langle \vec{r}_i \cdot \vec{F}_i \rangle \quad (3.26)$$

con \vec{F}_i la fuerza que actúa sobre la partícula i localizada en la posición r_i , y el símbolo $\langle \rangle$ representa el promedio temporal de la fuerza actuando sobre la partícula.

En dinámica estelar, la igualdad conocida como el teorema del virial es:

$$T = \frac{1}{2} |U| \quad (3.27)$$

Suponiendo que la distribución de velocidades es isotrópica, la dispersión de velocidades será la misma en los tres ejes: $\langle v^2 \rangle = 3\langle v_{\parallel}^2 \rangle$, con v_{\parallel} la velocidad radial. Si la dispersión de velocidades varía con la masa, entonces $\langle v_{\parallel}^2 \rangle$ es una dispersión de velocidades pesada por su masa. Si la dispersión de velocidades es independiente de la masa de las estrellas o galaxias, la energía cinética total será:

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i \dot{r}_i^2 = \frac{3}{2} M \langle v_{\parallel}^2 \rangle \quad (3.28)$$

donde M es la masa total del sistema.

Si el sistema es esféricamente simétrico, podemos suponer que las estrellas o galaxias tienen separación media R , entonces la energía potencial puede escribirse como:

$$|U| = \frac{GM^2}{R_{cl}}. \quad (3.29)$$

Por lo tanto, del teorema del virial, $T = \frac{1}{2}|U|$, la masa del sistema es:

$$M = \frac{3\langle v_{\parallel}^2 \rangle R_{cl}}{G} \quad (3.30)$$

3.3.2. Curvas de rotación y masas de galaxias.

Lequeux (1983) mostró que es posible obtener la masa de una galaxia espiral dentro de cualquier radio donde la rotación ha sido medida, con una aproximación que está probablemente limitada más por los errores en la velocidad radial, la inclinación del plano de la galaxia y su distancia, así como por movimientos no circulares o aleatorios en las regiones interiores, que por las hipótesis del modelo dado.

El método usual para obtener la masa de galaxias espirales consiste en observar la velocidad de rotación, $V(R)$, como función del radio R en el plano galáctico. Luego la masa, $M(R)$, dentro de este radio se determina por la comparación de $V(R)$ con la predicción de un modelo de masa. Sin embargo, una galaxia espiral no muestra el comportamiento Kepleriano ($V(R) \propto R^{-1/2}$) en su curva de rotación, pues ésta permanece plana incluso a grandes radios R , implicando que la masa, $M(R)$, continúe creciendo aproximadamente como R .

Las galaxias espirales se pueden asumir como la superposición de un disco plano y de una componente esferoidal, la cual es una concentración central y un halo masivo. Como el potencial gravitacional es una función lineal de la masa, la masa $M(R)$ real en cualquier galaxia espiral será intermedia entre modelos de distribución de masa puramente planos y puramente esféricos para una $V(R)$ observada.

Entonces, para cualquier modelo esférico se tiene

$$M(R) = \frac{RV^2(R)}{G} \quad (3.31)$$

con G la constante gravitacional, y $M(R)$ la masa dentro de la esfera de radio R . Numéricamente, utilizando unidades de masa del Sol, R en kpc y $V(R)$ en km s^{-1} , se obtiene

$$M(R) = 2.32 \times 10^5 R V^2(R). \quad (3.32)$$

En el caso de modelos planos, $V(R)$ dependerá de la distribución de masa dentro y fuera de R . Nordsieck (1973) expresó la masa $M(R)$ como función de la velocidad de rotación, $V(R)$ en el radio r como

$$M(R) = (R/G) \int_0^{\infty} V^2(r) B(r, R) dr \quad (3.33)$$

con

$$\begin{aligned} B(r, R) &= (2/\pi r)[K(r/R) - E(r/R)] & \text{si } r < R \\ &= (2/\pi R)[K(R/r) - E(R/r)] & \text{si } r > R \end{aligned} \quad (3.34)$$

donde, K y E son las integrales elípticas de primer y segundo orden, respectivamente.

Para calcular $M(R)$ deben generarse hipótesis sobre la curva de rotación dentro y fuera de R , Lequeux (1983) estima esta cantidad como función de $RV^2(R)$ usando los siguientes modelos.

Dentro de R , la velocidad se incrementa linealmente hasta un radio a , y entonces permanece plana hasta R . Así, a/R es un parámetro libre, que varía entre 0 y 1. Más allá de R , es posible suponer que la curva de rotación será plana o tendrá un comportamiento kepleriano, en ambos casos, los resultados servirán para obtener un límite inferior del valor de la masa, $M(R)$.

El resultado de la integración numérica de la ecuación (3.32) se presenta en la Figura 3.9 para los modelos mencionados junto con el resultado obtenido usando la simetría esférica. Así el valor real de $M(R)$, se encuentra entre la curva 1 y el que da el modelo con simetría esférica, se puede escribir

$$M(R) = (0.6 a 1.0) RV^2(R)/G. \quad (3.35)$$

Donde $M(R)$ debe entenderse como la masa dentro de la 'esfera' de radio R

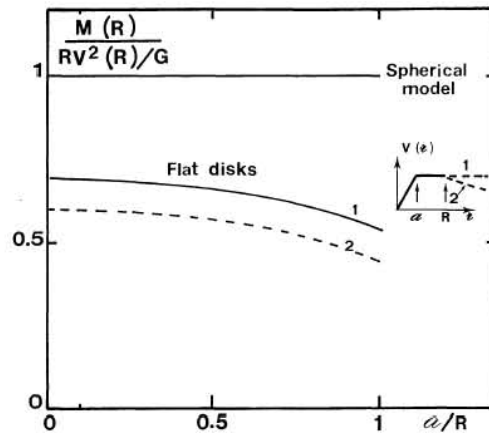


Figura 3.9: La masa dentro del radio R para varios modelos galácticos: modelo esférico (línea horizontal arriba), los modelos de disco plano con curva de rotación, y el modelo 2 tiene una curva de rotación kepleriana para un radio mayor que R (Lequeux 1983).

3.3.3. Estimación de la masa orbital.

Suponiendo que las componentes de un par se mueven en una órbita circular con una velocidad V_{12} y separación espacial r , la suma de las masas puede ser determinada por la segunda ley de Kepler:

$$M_1 + M_2 = \frac{rV_{12}^2}{G}, \quad (3.36)$$

donde G es la constante gravitacional. Al transformar V_{12} y r a cantidades observables, las cuales son la diferencia de la velocidad proyectada a lo largo de la línea de visión,

$$y = V_{12} \sin i \cos \Omega \quad (3.37)$$

y la separación proyectada sobre el plano del cielo,

$$X = r(1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega)^{1/2}, \quad (3.38)$$

donde i es el ángulo entre el plano de la órbita y el plano del cielo, y Ω el ángulo entre la línea que conecta las galaxias del par y la línea de visión. Esto puede verse en la Figura 3.10.

Para un movimiento circular, Karachentsev, I. (1987) obtiene el factor de proyección $\langle \eta \rangle = 3\pi/32$, por lo que la aproximación de la masa total del par será,

$$M = \frac{32}{3\pi} \frac{X y^2}{G} \quad (3.39)$$

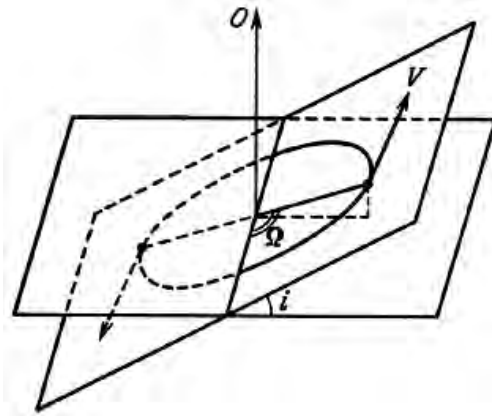


Figura 3.10: Ángulos de la proyección de la órbita de una de las galaxias del par que gira en torno a la otra (Karachentsev, I. 1987).

Capítulo 4

Observaciones

En este trabajo se observó la línea de emisión de $H\alpha$ del par de galaxias aislado KPG 486 utilizando un interferómetro Fabry-Perot de barrido. En la primer sección de este capítulo se explica el funcionamiento de este instrumento y en la segunda sección se dan los parámetros con los que fue observado dicho sistema de galaxias. Después de que se realiza la observación, es necesario disminuir los efectos espurios presentes en los datos, tal como los rayos cósmicos, el bias y la emisión de las líneas de la molécula de OH que se encuentra en la atmósfera (líneas del cielo), a este proceso se le llama reducción de datos. Una vez que se tienen los datos reducidos, con ellos es posible generar un mapa de la emisión $H\alpha$ y uno de la emisión del continuo, un mapa de velocidades y uno de dispersión de velocidades. La reducción de datos y el método para obtener dichos mapas a partir de las observaciones realizadas a KPG 486 se explican en la tercer sección de este capítulo.

4.1. Instrumentación

El interferómetro, en su forma más simple, consiste en dos superficies planas, paralelas, altamente reflejantes separadas una distancia d . Cuando las superficies planas se encuentran fijas, se dice que es un etalón. Estas superficies pueden ser espejos o cuarzos pulidos y plateados, el espacio entre las placas puede no ser aire.

El etalón en la Figura 4.1 está siendo iluminado por una fuente, se traza sólo un rayo emitido desde algún punto S_1 de la fuente. Cuando el haz de luz entra en la zona parcialmente plateada, el rayo se transmite y se refleja en la distancia que hay entre las placas. Los rayos transmitidos son captados por lentes que los enfocan en una pantalla, donde interfieren para formar un lugar brillante u oscuro.

Las múltiples ondas generadas en la cavidad, que llegan al punto P desde algún punto de la fuente, S_1 , son coherentes. Pero si otro rayo emitido por un punto diferente S_2 , paralelo al rayo de la fuente S_1 y que en el plano de incidencia llegará al mismo punto P , es incoherente con S_1 , no habrá interferencia y la irradiancia en el punto P será la suma de las irradiancias de los dos rayos.

Todos los rayos incidentes en el espacio entre las lentes en un ángulo dado resultarán como una franja de irradiancia circular uniforme. Las bandas de interferencia serán anillos delgados concéntricos, correspondientes al patrón de transmisión de los haces múltiples.

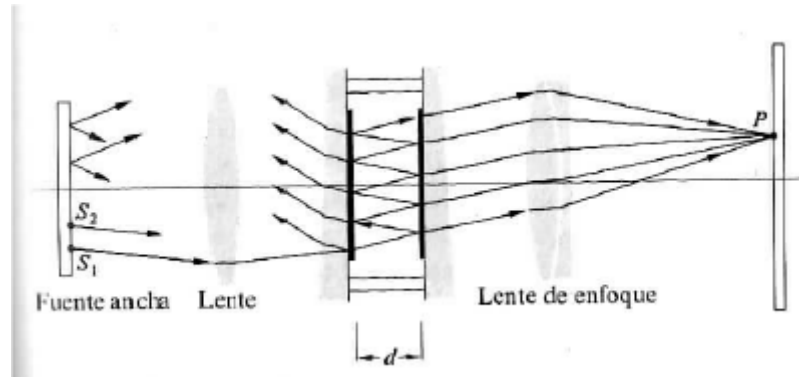


Figura 4.1: Etalón interferómetro Fabry-Perot (Hecht 2002).

4.1.1. Interferencia de haces múltiples

Cuando un haz de luz incide sobre una placa transparente se producen múltiples reflexiones en las superficies de la placa, dando como resultado que una serie de rayos con menor amplitud emerjan de cada lado de la placa (Born & Wolf 1999, Repetto 2011).

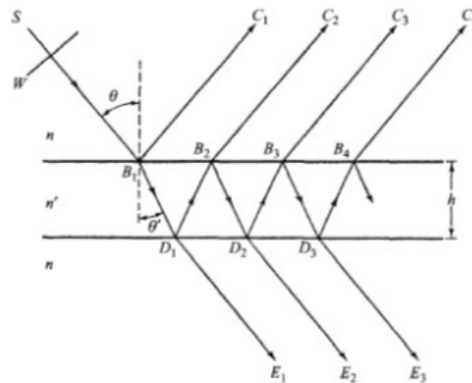


Figura 4.2: Reflexión de una onda plana en una placa con planos paralelos (Born & Wolf 1999).

Sea una placa transparente de lados paralelos con índice de refracción n' , rodeada por un medio con índice de refracción n . Suponemos que una onda de luz plana monocromática incide sobre la placa con un ángulo θ . Considérese el rayo SB_1 (fig. 4.2) que representa la dirección de propagación de la onda incidente. En la primera superficie esta onda se divide en dos ondas, una reflejada en la dirección B_1C_1 y la otra transmitida dentro de la placa en dirección B_1D_1 . Esta última onda incide sobre la segunda superficie a un ángulo θ' y se divide en dos ondas, una transmitida en dirección D_1E_1 , y la otra se refleja dentro de la placa en dirección D_1B_2 . El proceso de división de la onda continúa dentro de la placa como lo indica la Figura 4.2. En cada reflexión y transmisión, las fases de las ondas son diferentes, y esta diferencia de fases, δ , está dada por la relación:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n' h \cos \theta' \quad (4.1)$$

donde h es el grosor de la superficie y λ_0 la longitud de onda del haz incidente en el vacío.

Sea el r coeficiente de reflexión de una onda que incide en la placa (la razón de las amplitudes de las ondas reflejada e incidente), y t el coeficiente de transmisión (la razón de las amplitudes de las ondas transmitida e incidente); y sean r' y t' , los coeficientes correspondientes a la onda que viaja de la placa al exterior. Es posible obtener las siguientes relaciones, $tt' = \mathcal{T}$, para la transmitividad \mathcal{T} ; y de la relación $r = -r'$, se obtiene $r^2 = r'^2 = \mathcal{R}$, para la reflectividad \mathcal{R} , donde la transmitividad y la reflectividad están relacionadas por $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$ (Born & Wolf 1999).

Si A_i es la amplitud del vector de la onda incidente, y la placa es suficientemente grande para que el número de ondas reflejadas también lo sea, se obtiene

$$A_r = -\frac{r'[1 - (r'^2 + tt') \exp^{i\delta}]}{1 - r'^2 \exp^{i\delta}} A_i. \quad (4.2)$$

Por lo que la intensidad, $I_r = A_r A_r^*$, de la luz reflejada es,

$$I_r = \frac{(2 - 2 \cos \delta) \mathcal{R}}{1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R} \cos \delta} I_i = \frac{4\mathcal{R} \sin^2(\delta/2)}{(1 - \mathcal{R})^2 + 4\mathcal{R} \sin^2(\delta/2)} I_i, \quad (4.3)$$

donde $I_i = A_i A_i^*$ es la intensidad de la luz incidente. La amplitud de la luz transmitida será:

$$A_t = \frac{\mathcal{T}}{1 - \mathcal{R} \exp^{i\delta}} A_i, \quad (4.4)$$

y su intensidad correspondiente,

$$I_t = \frac{\mathcal{T}^2}{1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R} \cos \delta} I_i = \frac{\mathcal{T}^2}{(1 - \mathcal{R})^2 + 4\mathcal{R} \sin^2(\delta/2)} I_i. \quad (4.5)$$

La distribución de la intensidad de los patrones reflejado y transmitido está dados por (4.3) y (4.5), que utilizando la relación $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$, se pueden reescribir como

$$\begin{aligned} \frac{I_r}{I_i} &= \frac{F \sin^2(\delta/2)}{1 + F \sin^2(\delta/2)}, \\ \frac{I_t}{I_i} &= \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde el parámetro F está definido por

$$F = \frac{4\mathcal{R}}{(1 - \mathcal{R})^2}. \quad (4.7)$$

El término

$$\mathfrak{A} = [1 + F \sin^2(\delta/2)]^{-1}, \quad (4.8)$$

se conoce como la función de Airy, que representa la distribución de la densidad de flujo transmitido, su gráfica se puede ver en la Figura 4.3. Cuando $\delta/2 = m\pi$, la función de Airy es igual a la unidad para todos los valores de F y por lo tanto de r . Cuando r se aproxima a 1, la densidad del flujo transmitido es muy pequeña excepto en los picos centrados alrededor de los puntos $\delta/2 = m\pi$ (Hecht 2002).

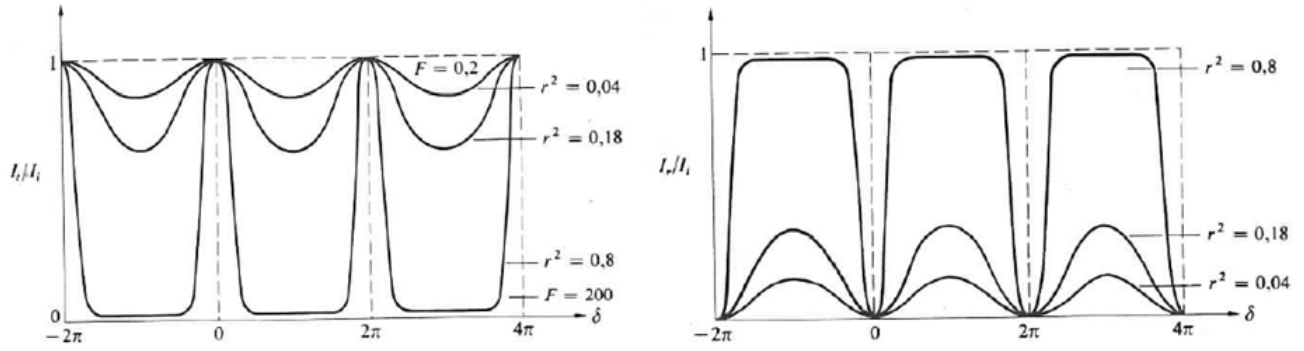


Figura 4.3: Izq.: Función de Airy. Der.: Uno menos la función de Airy (Hecht 2002).

Ahora, supongamos que ondas planas con igual intensidad inciden sobre la placa en un intervalo de ángulos, y la luz transmitida es colectada por una lente L (fig. 4.4). En el punto P en el plano focal de L , de acuerdo con la ecuación (4.5), la intensidad será máxima cuando el orden de interferencia m , definido por,

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = \frac{2n'h \cos \theta'}{\lambda_0}, \quad (4.9)$$

tenga valores enteros. Similarmente, si la luz es reflejada por la placa y colectada por la lente L' , habrá franjas de igual inclinación en el plano focal de L' y, de la ecuación (4.3), se tiene que los máximos de intensidad corresponderán a valores medios del orden de interferencia $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots)$, y mínimos cuando éste sea entero.

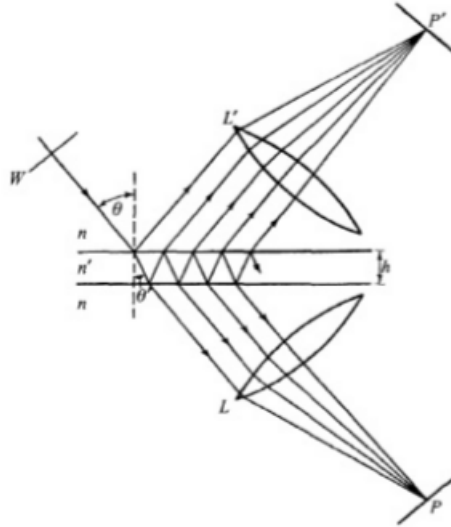


Figura 4.4: Ilustración de la formación de franjas de haces múltiples de igual inclinación con una placa plana y paralela (Born & Wolf 1999).

Si la expresión $\mathcal{T} + \mathcal{R} = 1$ se reescribe como $\mathcal{T} + \mathcal{R} + \mathcal{A} = 1$, donde \mathcal{A} es la fracción de la densidad de flujo que absorben las películas de metal que son colocadas para aumentar la

reflectancia, la irradiancia transmitida será:

$$\frac{I_t}{I_i} = \left[1 - \frac{\mathcal{A}}{1 + \mathcal{R}} \right]^2. \quad (4.10)$$

La irradiancia relativa al patrón de franjas es

$$\frac{I_t}{(I_t)_{max}} = \mathcal{A}. \quad (4.11)$$

Los máximos en la transmisión ocurren en $\delta = 2\pi m$, con m el orden de interferencia.

El ancho medio, γ , es una medida de la agudeza de las franjas, y es igual al ancho máximo en radianes cuando $I_t = (I_t)_{max}/2$, $\gamma = 4/\sqrt{F}$. Entonces, a mayor r , más agudos son los máximos de transmisión. Se define a la *finesse* como la razón entre la separación de máximos adyacentes y el ancho medio (paralelo a los espejos):

$$\mathcal{F} \equiv \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2}. \quad (4.12)$$

El intervalo espectral libre de un interferómetro se define como el intervalo en longitudes de onda que pueden pasar por las superficies de la placa al variar alguno de los parámetros libres de la expresión (4.9), es decir, el ángulo de incidencia θ' , el índice de refracción de la placa n' o la separación entre las superficies paralelas h .

4.1.2. Interferómetro Fabry-Perot de barrido

En un principio, el interferómetro construido por Alfred Perot y Charles Fabry contaba con dos placas paralelas fijas; más adelante se vio la utilidad de contar con un instrumento cuyas placas pudieran desplazarse haciendo variar la distancia h . Dicho interferómetro se conoce como 'interferómetro Fabry-Perot de barrido' (IFPB). Así, la longitud de onda transmitida λ_t dependerá del ángulo de incidencia θ' y también de la separación de las placas h , según la ecuación (4.9) (Fuentes-Carrera 2003).

Considerando solamente los rayos que inciden de forma paralela sobre la placa, la ecuación (4.9) da

$$\lambda_t = \frac{2n'h}{m}. \quad (4.13)$$

Si el haz incidente no es monocromático, la ecuación (4.13) muestra que para una misma separación h pasan un número infinito de longitudes de onda ya que m es un número que puede ir de 1 hasta infinito. Entonces, el intervalo espectral libre, $(\Delta\lambda)_f$, corresponde a la máxima diferencia en longitud de onda que puede medir el interferómetro. Esto es, el intervalo espectral libre es el intervalo en longitud de onda entre dos líneas espectrales para el cual éstas se traslaparían de manera exacta en órdenes sucesivos (Fuentes-Carrera 2003).

Para determinar cómo cambia la fase δ con la separación entre las placas h , se diferencia la ecuación (4.1), obteniendo

$$\Delta\delta = \frac{4\pi\Delta h}{\lambda}. \quad (4.14)$$

Al expresar $\Delta\delta$ en función del cambio de longitud de onda, se llega a la expresión

$$\Delta\delta = 2\pi m \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (4.15)$$

Tomando la definición del intervalo espectral libre, se obtiene

$$(\Delta\lambda)_f = \frac{\lambda}{m}. \quad (4.16)$$

Sustituyendo (4.9) en (4.14) para el caso en el que todos los haces inciden perpendicularmente, se puede expresar el intervalo espectral libre en función de la distancia entre las placas,

$$(\Delta\lambda)_f = \frac{\lambda^2}{2n'h}. \quad (4.17)$$

De las expresiones anteriores, se tiene que si se aumenta la distancia h que separa a las placas, aumenta el poder de resolución del interferómetro, sin embargo, disminuye el intervalo espectral libre.

Entonces, supongamos que los rayos inciden de manera perpendicular a las placas y que el orden de interferencia es $m = 1$. De la ecuación (4.13), para cada separación h se obtendrá una longitud de onda particular. Considerando una fuente de luz extendida tal que la longitud de onda en la que emite depende de la posición sobre la misma, se tiene que para cada distancia h se obtendrá una imagen de aquellas regiones de la fuente extendida para las cuales se cumple la ecuación (4.9) con $\theta' = 0$.

La información que se obtiene conforme se barre la distancia h se almacena en forma de 'cubo' con coordenadas (x, y, z) . Las coordenadas (x, y) son coordenadas espaciales de la fuente extendida que se observa, y z es la coordenada relacionada con la distancia h , es decir, la longitud de onda λ que pasa a través de las placas (fig. 4.5). Se dice que cada plano (x, y) define un canal del cubo de información.

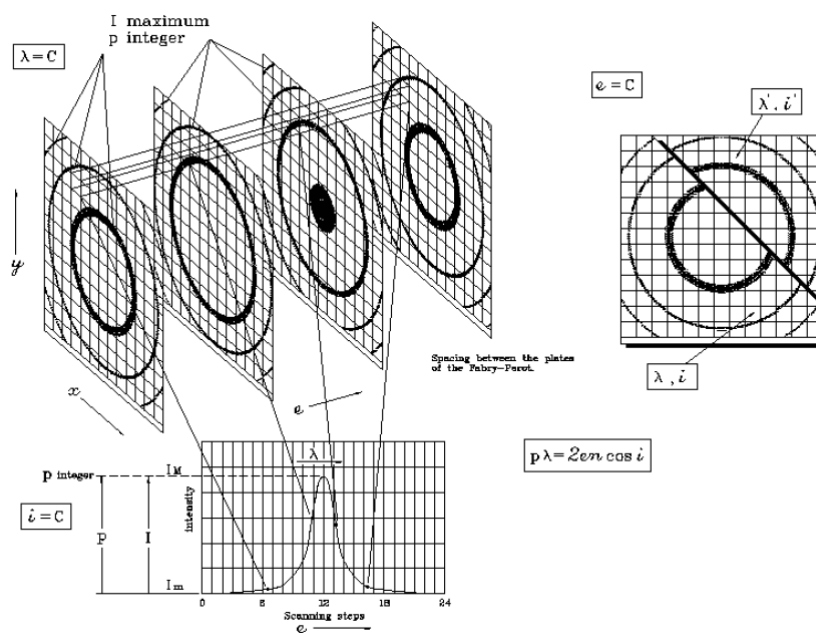


Figura 4.5: Interferómetro Fabry-Perot de barrido (Rosado et al. 1995).

La función de Airy para una longitud de onda constante describe una superficie parabólica; en el caso de luz que no es monocromática, se obtiene una serie de superficies parabólicas concéntricas que dependen de la separación de las placas h y del ángulo de incidencia θ' (ver Figura 4.6). De modo que cada canal del cubo de información (x, y, z) obtenida para cierta separación, no corresponde a una sola longitud de onda, sino a longitudes de onda cercanas. Para obtener una longitud de onda por canal es necesario calibrar el cubo de datos con un cubo que tenga el mismo número de canales que el cubo de datos. Éste se llama cubo de calibración, que es obtenido con el barrido de luz de una fuente monocromática de longitud de onda conocida y cercana a las observadas. Así, se conoce la forma de la superficie parabólica para cierta longitud de onda a partir de la cual se puede corregir el efecto debido a la diferencia en el ángulo de incidencia θ .

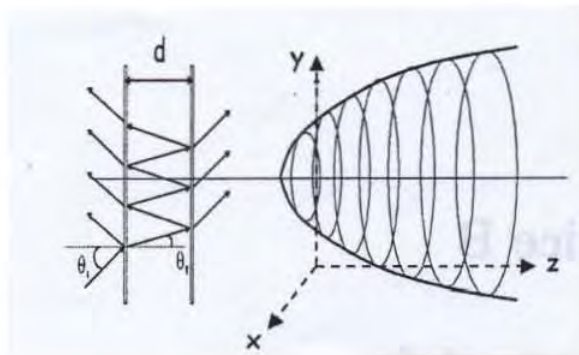


Figura 4.6: Superficie parabólica descrita por la función de Airy para una longitud de onda constante (Fuentes-Carrera 2003).

4.1.3. El interferómetro Fabry-Perot de barrido, PUMA

El PUMA es un instrumento que consiste en un reductor focal acoplado a un interferómetro Fabry-Perot de barrido (IFPB) que ha sido desarrollado para el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, B.C., México. Contiene una serie de filtros de interferencia y un sistema de calibración. El IFPB puede ser movido fuera del camino óptico para adquirir imágenes directas (Rosado et al. 1995).

El instrumento cubre un campo de $10'$ aproximadamente y provee un factor de reducción de 2 pulgadas (de $f/7.9$ a $f/3.95$). Tiene escala de $0'' .336 \text{ pixel}^{-1}$ para el CCD de 2048×2048 que se utiliza en el observatorio. El reductor focal consiste en un colimador y una cámara. Los materiales fueron diseñados para alcanzar un amplio intervalo espectral, desde el ultravioleta (3650 \AA) hasta el cercano infrarrojo (8650 \AA).

El sistema mecánico consiste en una estructura de aluminio que mantiene unidos al instrumento con el telescopio y los dispositivos optomecánicos. También incluye partes móviles como diafragmas de campo, un carrusel con lámparas de calibración, una rueda con siete filtros y un riel para mover el IFPB fuera del camino óptico.

El IFPB utilizado es un ET-50 de Queensgate, con servoestabilización por medio de un sistema CS100. El CS100 permite el ajuste de los parámetros del sistema, el paralelismo, y la separación entre las placas, con un tiempo de respuesta de 0.5 s en pasos de 0.5 nm. Tiene un intervalo espectral libre de 19.95 \AA (912 km s^{-1}) en $\text{H}\alpha$. Su *finesse* (~ 24) genera

una resolución espectral de 0.41 \AA (19 km s^{-1}) el cual se alcanza por el escaneo del intervalo espectral libre a través de 48 diferentes canales (Rosado et al. 1995).

Todas las funciones del CS100 son operadas vía remota. El instrumento y el etalón son controlado con una microcomputadora, Octagón. El software para la adquisición de datos y el controlador trabajan bajo el sistema Unix.

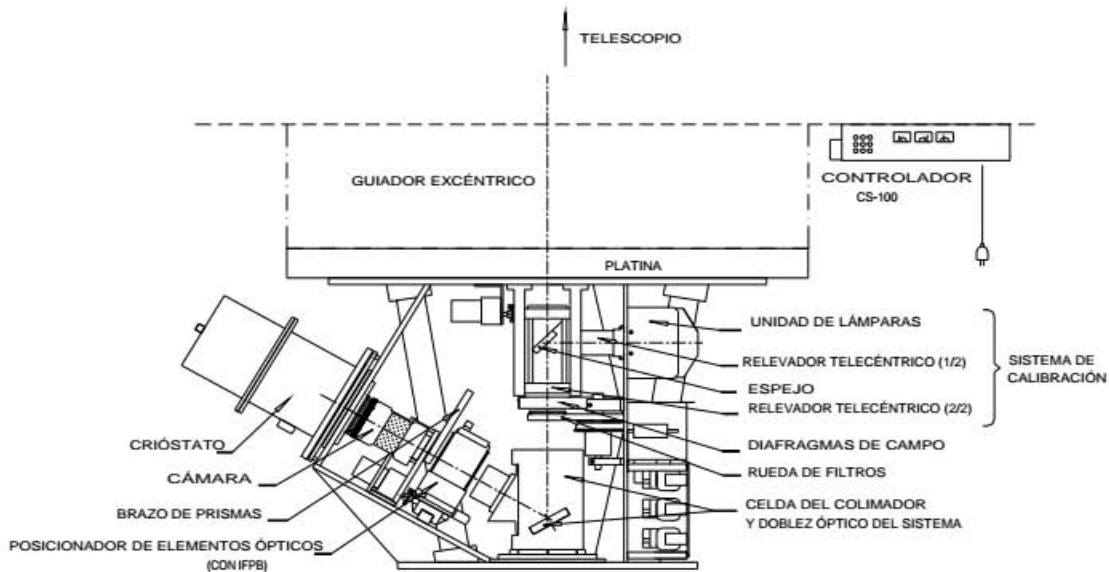


Figura 4.7: Vista general del PUMA (Rosado et al. 1995).

4.2. Observación del par de galaxias KPG 486

Las observaciones al par de galaxias KPG 486 fueron realizadas en julio de 2015 en el telescopio de 2.1 m que se encuentra en el Observatorio Astronómico Nacional en la Sierra de San Pedro Mártir (México) utilizando el interferómetro Fabry-Perot de barrido, PUMA. Se utilizó el espacio de 2048×2048 de un detector CCD Marconi con resolución de $0''.336/\text{pixel}$. Para la observación de KPG 486, se aplicó un binning de 4×4 para mejorar la señal, obteniendo un muestreo espacial igual a $1''.34/\text{pixel}$. Para aislar el corrimiento al rojo de la línea de $\text{H}\alpha$ ($\lambda_{\text{reposo}} = 6562.73 \text{ \AA}$) emitida por las galaxias que componen el par ($\lambda_{\text{observada}} = 6757.607 \text{ \AA}$), se utilizó un filtro de interferencia centrado en 6819 \AA con un $FWHM$ de 86 \AA . Se obtuvo una imagen directa (IFPB fuera del camino óptico); un cubo de datos con tiempo de exposición de 90 segundos por canal, esto es, 72 minutos de exposición en total; y un cubo de calibración a final de la observación, para la cual se utilizó una lámpara de azufre cuya línea de emisión, $[\text{SII}] = 6717 \text{ \AA}$, es cercana a la longitud de onda corrida al rojo del objeto, utilizando un filtro de 6720 \AA con $FWHM$ de 20 \AA .

Parámetro	Valor
Telescopio	2.1 m (SPM)
Instrumento	PUMA
Detector	CCD e2v
Tamaño del detector (píxeles)	2048×2048
Escala de la imagen (binning 2×2)	1" .34
Interferómetro de barrido FP	ET-50
Orden de interferencia en H α	330
Intervalo espectral libre en H α (Å)	19.95
Resolución espectral en H α (Å)	0.41
Filtro de interferencia (Å)	H α 6819/86
Tiempo de exposición total (min)	72
Línea de calibración (Å)	6720 ([SII])

Tabla 4.1: Parámetros instrumentales y observacionales

4.3. Reducción de datos

La reducción de datos y su análisis fueron realizados con el software *Analyse et Dépouillement Homogène des Observations Cigale*, ADHOCw (desarrollado por J. Boulesteix de LAM). Es un software desarrollado y utilizado por el grupo de interferometría del Observatorio de Marsella, para reducir datos en 3D de observaciones hechas con Contadores de Fotones o CCD. También contiene módulos 2D para trabajar con imágenes. Fue diseñado en 1987 con el objetivo de reducir datos obtenidos con un interferómetro Fabry-Perot construido en Marsella.

La carpeta que se genera al realizar la observación con el PUMA contiene: un archivo (.FITS) que es la imagen directa del objeto; el archivo PARAMETERS que contiene la información de observación del objeto como el tamaño del cubo de datos, la velocidad sistémica, las coordenadas, etcétera; también está el archivos CIEP.1 que es el cubo con el que se calibró el PUMA el día de la observación, y el archivo en el que se encuentra el cubos de datos del objeto observado es CIOP.1.

4.3.1. Reducción de datos con ADHOCw

Para reducir los datos con el programa ADHOCw se siguieron los siguientes pasos:

1. **Se crea un archivo (.ADP).**

Este archivo va a contener la información del objeto, así que al crearlo hay que introducir los datos del objeto que se encuentran en el archivo PARAMETE. En la Figura 4.8 se muestra la ventana de datos que hay que llenar. Las dimensiones de los cubos de datos CIOP.1 y CIOP.2 son 512 x 512 píxeles (dimensión espacial) por 48 canales barridos. El orden de interferencia es 330 para H α . La longitud de onda de calibración fue de 6714.043 Å. La longitud de onda de H α del objeto en reposo es 6562.78

Å y la longitud de onda a la que se barrió el objeto fue de 6757.607 Å. La velocidad sistémica del objeto que inicialmente se encontró fue 8906 km/s (NASA/IPAC 2014). En principio no se conoce la corrección de la velocidad heliocéntrica, pero el programa lo calcula con la opción A03 al abrir el programa con ADwT1, que es un módulo de ADHOCw. En este módulo también se obtiene una tabla de datos del objeto y los valores de velocidad por canal con la opción A02.

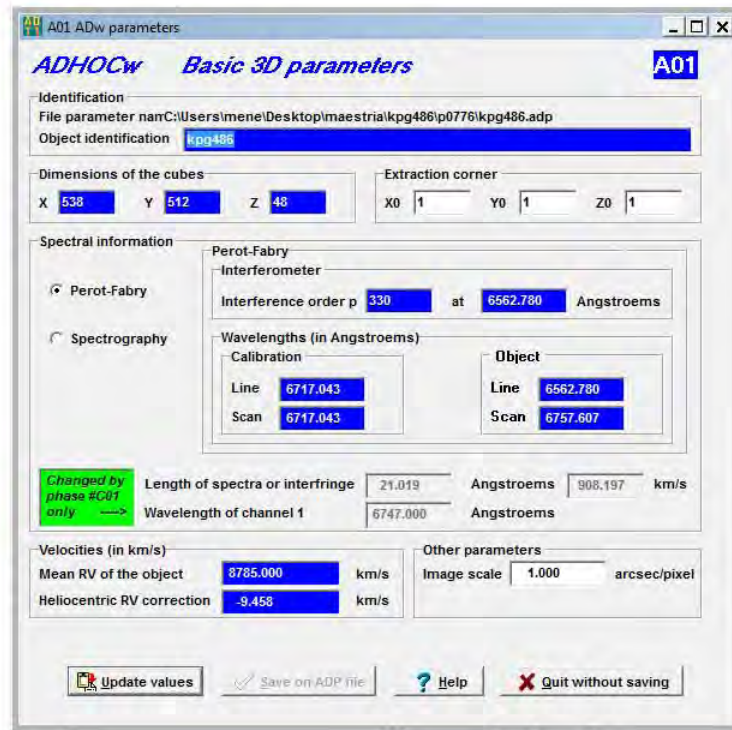


Figura 4.8: Ventana del módulo ADwT1 donde se introducen los datos del objeto al crear un archivo (.ADP)

2. Crear un mapa de fase parabólico.

Con ADHOCw se cambia el archivo CIEP.1 por un archivo .ad3, luego este será el archivo de entrada en la opción C01 del módulo ADwT1. Hay que verificar los datos en esta ventana, entre ellos se encuentra las coordenadas del centro de los anillos, este punto se obtiene al visualizar el archivo CIEP.ad3 con ADw3D (Fig. 4.9). La opción C01 del módulo ADwT1 genera cuatro archivos a partir del archivo de calibración: un archivo de fase que es un archivo de prueba; un archivo de fase parabólico que es el mapa de fase y se utilizará con otras funciones; si la exposición del cubo de calibración ha sido buena, la suma de todos los canales de este archivo deberá representar una imagen uniforme, afectada sólo por el filtro de transmisión y la calidad de la óptica de la calibración; y el archivo de prueba de velocidades radiales de la calibración.

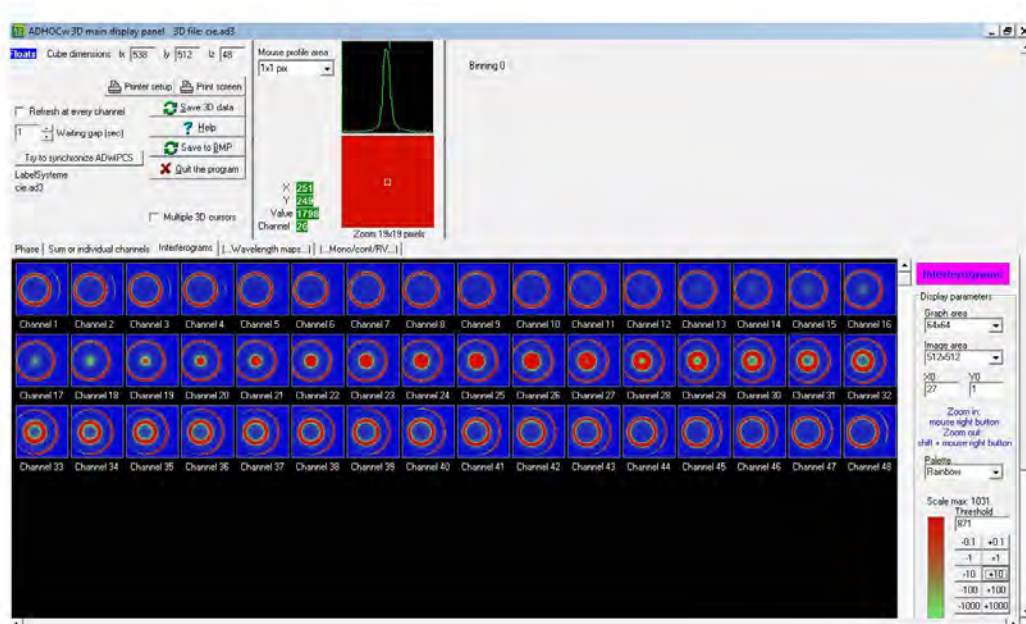


Figura 4.9: Ventana del módulo ADw3D. Se despliegan los canales del interferograma del cubo de datos de la calibración.

3. Rayos cósmicos.

Los rayos cósmicos caen dentro del detector (campo de visión del objeto) contaminando el cubo de observación, provocando que los pixeles donde caen tengan exceso de cuentas. La corrección se realiza sobre aquellos pixeles con demasiadas cuentas, se busca que el número de cuentas en ese pixel sea lo más próximo a los pixeles a su alrededor, los cuales no están contaminados por rayos cósmicos. Esta corrección se realiza tomando en cuenta el valor promedio de las cuentas más cierto múltiplo a de la desviación estándar del número de cuentas en todo el campo, es decir, se eliminan valores mayores o iguales a esta suma y se interpolan los valores de los pixeles adyacentes. Esta acción se realiza sobre cada canal del cubo (Vázquez Pérez 2015).

La segunda pestaña del módulo ADwT1 contiene las opciones para realizar operaciones entre archivos 2D y 3D, para quitar los rayos cósmicos se elige la opción B12. El archivo de entrada es un cubo de datos (.ad3). El valor que se quiere obtener es la media de dos derivadas (CCD cosmics), con los valores dentro del intervalo $[+A * \sigma, -A * \sigma]$. Para KPG 486 se obtuvo con $A = 3$ y el número de iteraciones 2. En la Figura 4.10, a la izquierda se encuentra una imagen de la suma de los canales de KPG 486 sin quitar los rayos cósmicos, a la derecha es la misma imagen una vez que se quitan los rayos cósmicos.

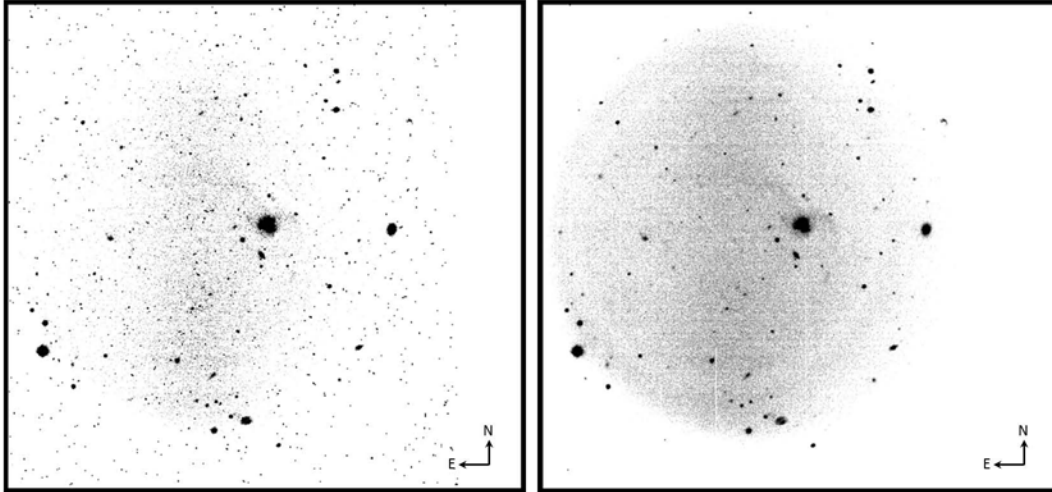


Figura 4.10: Suma de los canales de CIOP.ad3 de KPG 486, con rayos cósmicos y bias (izq.) y sin rayos cósmicos ni bias (der.). Ambas imágenes tienen campo de visión de $11'.5$.

4. Sustracción del bias.

El bias es el fondo de corriente eléctrica provocado por el CCD en la imagen. Para obtener el valor del bias, en ADHOC-3D se visualiza la imagen directa del objeto observado a través la suma del cubo de datos, para obtener esta imagen es necesario ajustar los parámetros *step* (que es la escala entre cada color de la imagen) y *threshold* (que es el menor de los valores que se visualiza en la imagen). El valor del parámetro *threshold* para poder ver la imagen de la suma de los interferogramas será tomado como el valor del bias, siempre y cuando $threshold \neq 0$.

ADHOCw también tiene la opción de realizar operaciones aritméticas sobre el cubo de datos, entonces se elige la operación tal que el cubo resultante sea la diferencia entre el cubo original y el valor del bias. Para quitar el bias se elige la opción B05, con la operación $F2 = A * F1 + B$, donde el archivo *F1* es el archivo de entrada, que es el cubo de datos sin rayos cósmicos, y *F2* es el archivo de salida, *A* y *B* son constantes en esta operación. Si se elige $A = 1$, entonces *B* será el valor del exceso de cuentas (el valor del bias) que se extraerán del cubo de datos (archivo *F1*). Para KPG 486 el valor del bias sustraído fue $B = -968.25$.

5. El archivo lambda

Las observaciones del Fabry-Perot deben calibrarse en longitud de onda, para que cada canal del cubo de objeto corresponda a una sola longitud de onda.

Se llama fase al origen del perfil de longitud de onda y se obtiene con el cubo de calibración, creándose archivos de dos dimensiones (x, y) denominados 'mapas de fase', los cuales indican para cada pixel el número de pasos de barrido para la cual la figura de interferencia pasa por un máximo. Esta corrección de fase permite dar un mismo origen en longitud de onda a los espectros observados sobre todos los puntos de la galaxia. De ese modo se asocia la misma longitud de onda al mismo canal para todos los pixeles del campo obteniéndose un cubo de 48 canales donde a cada canal le corresponde

una longitud de onda definida. A esta operación se le llama construcción del cubo de longitudes de onda o cubo ‘lambda’.

Para comenzar con la construcción del cubo ‘lambda’, se realizó el cálculo fases, con lo que se crean los archivos de mapas de fase. Una vez calculada la fase parabólica a partir de la calibración a cada canal del cubo se le asocia una longitud de onda, lo que genera el cubo de longitudes de onda.

Este cubo ‘lambda’ se construye con la opción C02 del módulo ADwT1, introduciendo el archivo de datos sin rayos cósmicos ni bias y el programa lee el archivo de fase que se creó en el paso 2. Al correr esta operación se obtiene un archivo en el que se puede visualizar el espectro de emisión en cada pixel.

6. Líneas del cielo.

Las líneas de emisión del cielo nocturno son prominentes en la zona roja del espectro visible. Alrededor de $H\alpha$ en reposo, la emisión geocoronal de $H\alpha$ (6562.8 Å) y líneas de emisión de OH del cielo (ej. 6553.6, 6568.8, 6577.2, 6577.4 Å) contaminan el espectro. Cuando $H\alpha$ está corrida al rojo, líneas de OH continúan contaminando el espectro a diferentes niveles. Para extraer la emisión del cielo, es necesario construir un cubo del cielo y extraerlo del cubo de datos, para hacer esto, el cubo de datos debe dividirse en dos partes: las regiones dominadas por la galaxia y las regiones dominadas por el cielo. Luego, el cubo del cielo puede ser construido ajustando las regiones dominadas por el cielo e interpolando el espectro del cielo en las regiones dominadas por la galaxia (Diagle et al. 2006).

Para quitar las líneas del cielo, en la imagen de la suma de interferogramas se seleccionan zonas donde no haya ninguna imagen, de esta forma que se obtendrá el perfil de emisión de la zona. Esta imagen se debe guardar como archivo .adz y .ad1, (también es posible guardarla como imagen .bmp). En ella se pueden ver las líneas del cielo que hay que quitar al archivo de datos sin la línea de emisión $H\alpha$. Dentro de la pestaña C del módulo ADwT1 está la opción C04 donde se encuentra la operación necesaria para quitar las líneas del cielo. En esta ventana es posible modificar el perfil de la zona del cielo para no restar la línea de emisión que se está estudiando en el cubo de datos. Entonces, se introducen el archivo .adz y el cubo de datos al que se le van a restar estas líneas de emisión, dando como resultado un cubo de datos .ad3.

7. Suavizado espectral.

La opción D01 del módulo ADwT1 permite hacer ajustes a funciones del tipo Gaussianas y Lorentzianas, según el usuario lo requiera. Se ingresa el nombre del archivo de datos .ad3, se selecciona el tipo de ajuste que se quiere aplicar (espectral o espacial), la función a la que se quiere ajustar. En el caso de un ajuste Gaussiano, se da el valor de la varianza (σ) en unidades de número de canales.

Para KPG 486 se realizó un suavizado espectral con una función Gaussiana, es decir, un ajuste a las líneas de emisión a una curva Gaussiana pixel por pixel, con el objetivo de mejorar la señal espectral. Se aplicó una varianza de $\sigma = 3$, que significa $\sigma = 57 \text{ km s}^{-1}$, pues la resolución espectral del PUMA es de 0.41 Å que son 19 km s^{-1} .

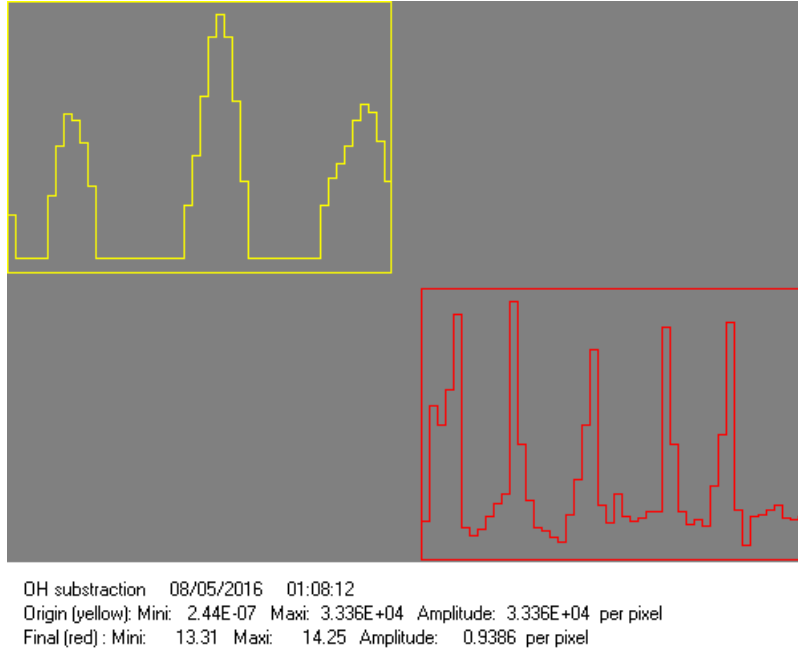


Figura 4.11: Arriba: perfil del cielo que se sustrajo al archivo lambda. Abajo: perfil resultante al restar la emisión del cielo: ruido.

4.3.2. Construcción de mapas monocromático, continuo, velocidades y de FWHM

Una vez reducidos los datos, a partir del cubo de longitudes de onda, se puede obtener los mapas monocromático, de continuo, de velocidades radiales y de ancho total a altura media FWHM (Full Width at Half Maximum).

Para la construcción del mapa del continuo, ADHOCw toma el perfil integrado como el área del perfil menos el área dentro de la línea, y en el caso del mapa monocromático se toma el valor del área dentro de la línea sin tomar la parte del continuo. El perfil de intensidad del archivo 'lambda' en cada pixel contiene información tanto de la línea de emisión observada corrida al rojo (emisión monocromática) como de la emisión del continuo, ahora ya no presentará la emisión del cielo. Para obtener la imagen (o mapa) del continuo se consideran los tres canales con menor intensidad de flujo de cada pixel en el cubo lambda, y se obtiene el promedio de los mismos, siendo este valor el que se le asigna a dicho pixel en el mapa del continuo. La imagen (o mapa) monocromática se obtiene integrando el perfil de la línea de emisión en cada pixel en cada galaxia (ver Figura 4.12).

Para la velocidad radial, ADHOCw obtiene la velocidad radial con la longitud de onda donde se encuentre el baricentro del perfil de la línea.

El efecto Doppler se describe de la siguiente forma: si el objeto emite en reposo una longitud de onda λ_{rep} , y se mueve a una velocidad v respecto al observador (que se considera en reposo), la longitud de onda observada (λ_{ob}) se modificará de la siguiente manera:

$$\frac{\lambda_{ob} - \lambda_{rep}}{\lambda_{rep}} = \frac{v}{c}. \quad (4.18)$$

Entonces, una vez calculada la posición del baricentro de la línea de emisión, se determina

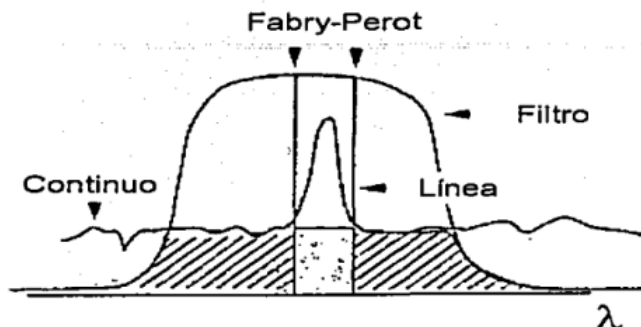


Figura 4.12: Perfil de una línea de emisión mostrando las componentes consideradas para la obtención de la imagen monocromática y del continuo (Fuentes-Carrera 2003).

la longitud de onda que corresponde y utilizando la ecuación (4.18), se obtiene la velocidad radial del pixel.

Del mismo modo que para la determinación de la velocidad radial asociada a cierto pixel, el ancho de la línea se define como el ancho del perfil a la que se encuentra el baricentro de la línea. El ancho a altura media (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) es una medida aproximada del doble de la dispersión de velocidades. En el caso de una Gaussiana el FWHM está relacionado con la dispersión de velocidades σ a través de la expresión

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \simeq 2.3548\sigma. \quad (4.19)$$

Determinación de los parámetros de las curvas de rotación

Es posible obtener una curva de rotación con el módulo ADw2D del programa ADHOCw. Este módulo contiene la opción *Kinematics of galaxies*, donde se tienen que poner los parámetros correctos para el cálculo de las curvas de rotación: la velocidad sistémica, la inclinación, la posición angular del semieje mayor cinemático, la posición del centro de rotación, el grado de apertura del sector medio, las distancias mínima y máxima desde el centro de la galaxia, y las velocidades mínima y máxima, correspondientes a los ejes de distancia y velocidad de la gráfica de la curva de rotación, respectivamente. A continuación se describe cómo se obtuvieron estos parámetros. Las curvas de rotación, así como los mapas de monocromático y de continuo, de velocidades y de dispersión de velocidades, se encuentran en el siguiente capítulo.

1. **Centro cinemático.** Para una aproximación inicial de la posición del centro cinemático se encuentra el centro fotométrico. Para esto, se abre el archivo del continuo en el módulo ADw2D, el pixel con el valor más grande (el máximo) será el centro fotométrico. Usualmente, en galaxias perturbadas, el centro cinemático y el centro fotométrico no coinciden. El módulo ADw2D también tiene la opción de mostrar las líneas de valores constantes de las velocidades sobre el mapa de velocidades (isovelocidades), siendo ésta otra forma de encontrar el centro cinemático.
2. **Velocidad sistémica.** Por la forma en que se calculó el mapa de velocidades, cada pixel tendrá el valor de la velocidad radial de esa parte de la galaxia que se esté estudiando. La velocidad sistémica será la velocidad radial del centro cinemático.

3. **Ángulo de posición (PA).** Es el ángulo (en grados) formado por el eje mayor de la galaxia respecto al polo norte celeste medido en sentido contrario a las manecillas del reloj. Esta cantidad también se determina muchas veces con el mapa del continuo y coincide o es muy próximo al PA cinemático, por lo que también se utiliza éste como parámetro inicial para el cálculo de las curvas de rotación. Pero de la misma forma que el centro cinemático, para encontrar el PA cinemático se obtiene un mejor resultado siguiendo el mapa de isovelocidades.
4. **Inclinación.** Para encontrar la inclinación de KPG 486 fue necesario ajustar las galaxias a elipses, y luego utilizar la relación

$$i = \arccos\left(\frac{b}{a}\right). \quad (4.20)$$

con a y b los ejes mayor y menor, respectivamente. Para esto se utilizó la tarea *ellipse* del paquete *IRAF*¹.

La tarea *ellipse* ajusta elipses a las isofotas elípticas de una galaxia. Para esto, se introducen parámetros iniciales como las coordenadas del centro de la galaxia, una elipticidad inicial, un ángulo de posición inicial, el valor del eje mayor en el que empezará el ajuste, los valores mínimo y máximo del eje mayor en el ajuste, el paso (en pixeles) entre elipses sucesivas, y por último se elige si se quiere que el centro inicial, la elipticidad y el ángulo de posición iniciales sean los mismos para todas las elipses. El programa da como resultado una tabla con los parámetros de las elipses ajustadas, y la imagen a la que se le ajustaron las elipses (ver Figuras 4.13 y 4.14).

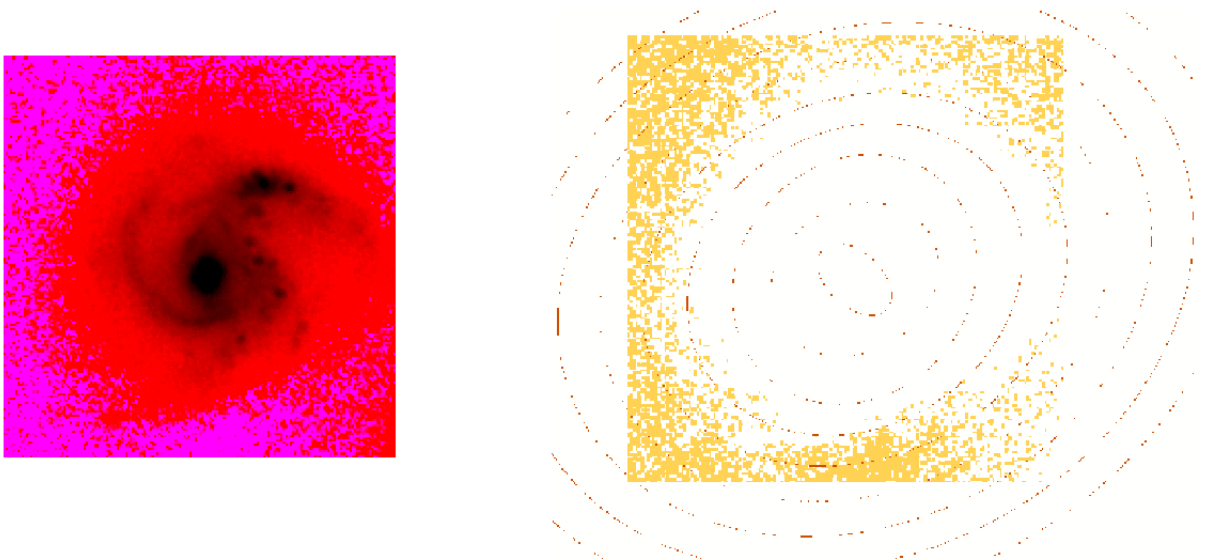


Figura 4.13: En el panel izquierdo se encuentra la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ de la galaxia componente de KPG 486 que se encuentra hacia el noreste. Esta imagen tiene campo de visión de aproximadamente $8'' \times 8''$; fue tomada con la cámara NICMOS que se encuentra sobre el HST (información más detallada sobre esta imagen se da en el siguiente capítulo). En el pánel derecho se muestran las elipses ajustadas a esta galaxia con la tarea *ellipse* del paquete *IRAF*. Se tomó la elipse con el mejor ajuste para inferir la inclinación de la galaxia de acuerdo a la ecuación (4.20).

¹IRAF: 'Image Reduction and Analysis Facility' <http://iraf.noao.edu/>

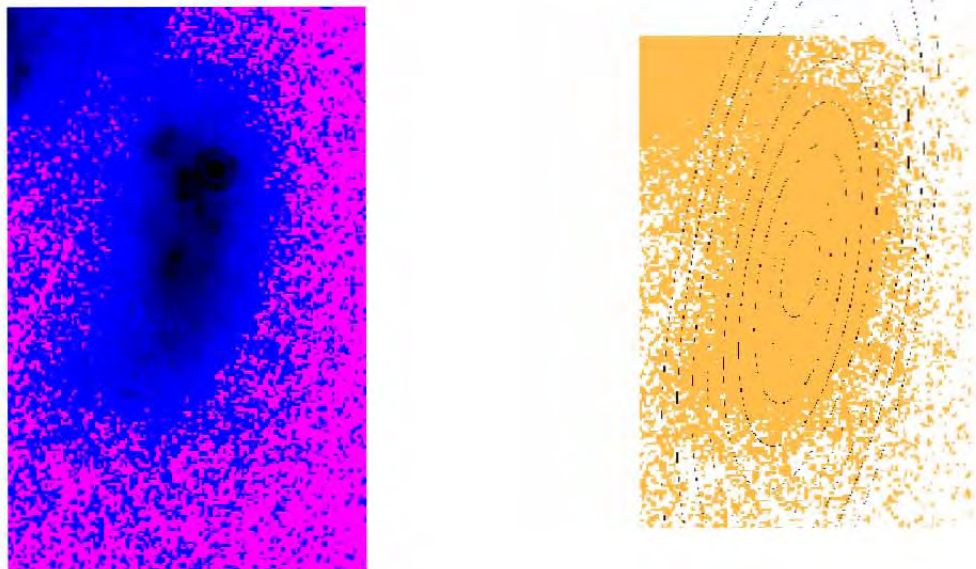


Figura 4.14: En el panel izquierdo se encuentra la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ de la galaxia componente de KPG 486 que se encuentra hacia el noreste. Esta imagen tiene campo de visión de aproximadamente $3'' \times 6''$; fue tomada con la cámara NICMOS que se encuentra sobre el HST (información más detallada sobre esta imagen se da en el siguiente capítulo). En el pánel derecho se muestran las elipses ajustadas a esta galaxia con la tarea *ellipse* del paquete *IRAF*. Se tomó la elipse con el mejor ajuste para inferir la inclinación de la galaxia de acuerdo a la ecuación (4.20).

En el siguiente capítulo se encuentran los resultados obtenidos con los datos observados con el PUMA. Así, en la Tabla 5.3 se muestran los parámetros que se describieron en esta sección. También se presentan la curva de rotación y el mapa de velocidades de cada galaxia que compone el sistema KPG 486.

Capítulo 5

El par de galaxias KPG 486 (NGC 6090)

Las observaciones al par de galaxias KPG 486 fueron realizadas en julio de 2015 con el telescopio de 2.1 m que se encuentra en el Observatorio Astronómico Nacional en la Sierra de San Pedro Mártir (México) utilizando el interferómetro Fabry-Perot de barrido (IFPB), PUMA. En este trabajo se utilizó $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y se encontró que el sistema se encuentra a 118.5 Mpc. En la imagen directa (sin filtro) de KPG 486 tomada con este telescopio, que se presenta en la Figura 5.1, se puede ver que el sistema se detecta en un área de $9' \times 4'$, en donde se pueden visualizar las colas de marea (las antenas) de este sistema de galaxias: una de ellas se extiende hacia el este con una longitud de $\sim 43 \text{ kpc}$ ($\sim 1'.26$) y la otra apunta hacia el sur y tiene longitud de $\sim 58.5 \text{ kpc}$ ($\sim 1'.7$). Sin embargo, la emisión de $H\alpha$ detectada con el IFPB PUMA se encontró dentro de un área de 1.28 arcmin^2 (16×16 pixeles) en la zona central del objeto. Aunque se realizaron suavizados espaciales y espectrales sobre el cubo original, no se detectó emisión $H\alpha$ en las antenas.

En imágenes directas (sin filtro), al par de galaxias KPG 486 (NGC 6090) lo han descrito como un sistema de núcleos dobles, con un disco asimétrico y dos colas arqueadas de aproximadamente 50 kpc de longitud (Dinshaw et al. 1999, Bryant & Scoville 1999). Esta galaxia puede confundirse con una galaxia del tipo Las Antenas (NGC 4038/39) en imágenes directas, sin embargo, se define a KPG 486 como un sistema de galaxias en estado previo de fusión, esto significa que contiene dos núcleos, colas de marea y un puente identificables (Miralles-Caballero et al. 2011). La resolución del PUMA fue suficiente para determinar que KPG 486 es un sistema de dos galaxias en estado intermedio de fusión, pues se obtuvieron mapas de velocidades ordenados de dos galaxias independientes, además de que cada galaxia es resuelta tanto por la emisión de $H\alpha$ como por el continuo. Hasta ahora no se había realizado un estudio cinemático de cada componente del par pues no se había alcanzado una resolución suficiente para resolver el mapa de velocidades de cada galaxia. En la Tabla 5.1 se presentan los parámetros de KPG 486 como una galaxia, pues KPG 486 se consideraba un sistema de galaxias fusionadas (*merger*) o un sistema de núcleos dobles (Bryant & Scoville 1999, Makarov et al. 2014).

Este sistema de galaxias está catalogado como una *Luminous Infrared Galaxy (LIRG)*, con $L_{IR} \simeq 3 \times 10^{11} L_{\odot}$ (Acosta-Pulido et al. 1996). Dos de los candidatos más populares como fuente de energía de los objetos *LIRG* son la presencia de un *AGN* o la presencia de brotes

de formación estelar circunuclear. Existe evidencia de actividad de formación estelar en el sistema, pero no de un *AGN* (Dinshaw et al. 1999).

Para el análisis cinemático y morfológico del par de galaxias KPG 486 en este trabajo se utilizaron observaciones complementarias realizadas con la *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer (NICMOS)* que se encuentra sobre el *Hubble Space Telescope (HST)* (Scoville et al. 2000). KPG 486 fue observada con la cámara 2 de NICMOS el 10 de noviembre de 1997 UT. Esta cámara es un arreglo de HgCeTe de 256×256 . Tiene una escala de $0''.0762$ pixel⁻¹ en x y $0''.0755$ pixel⁻¹ en y , con un campo de visión resultante de $19''.5 \times 19''.3$. En este trabajo se utiliza la imagen tomada con el filtro F222M centrado en $2.22 \mu\text{m}$. Estos datos tienen difracción limitada con resolución de $0''.22$ y el tiempo de exposición fue de 136 s (Dinshaw et al. 1999). La Figura 5.2 es una imagen de KPG 486 formada con la composición de los datos en 1.1, 1.6 y $2.22 \mu\text{m}$ para un campo de visión de $15''$, adquiridos con la cámara NICMOS. En la Figura 5.3, puede verse la imagen tomada a KPG 486 con el filtro de $2.22 \mu\text{m}$ en escala de grises. En estas imágenes se distingue que KPG 486 no es un sistema de dos núcleos, sino que son dos galaxias en estado intermedio de fusión.

En la sección 1 de este capítulo, se confirma el criterio de aislamiento de este sistema. Después, se presenta la morfología de KPG 486 encontrada a través de los mapas del continuo, monocromático en $H\alpha$, el mapa de velocidades y el de dispersión de velocidades, obtenidos con los datos del PUMA. Luego, se describe la cinemática de KPG 486. En esta sección se encuentran el mapa de isovelocidades y las curvas de rotación de cada galaxia, con las que se calculó la masa de cada galaxia y la del sistema siguiendo las ecuaciones (3.35) y (3.39), propuestas por Lequeux (1983) y Karachentsev, I. (1987), respectivamente. Además, con el perfil de emisión del continuo se pudo determinar el sentido de rotación de la galaxia KPG 486 NE, concluyendo que los brazos de esta galaxia giran en sentido *trailing*. No fue posible determinar el sentido de rotación de la galaxia KPG 486 SO. Por último, se muestra el ajuste de la suma de dos funciones Gaussianas a los perfiles de emisión dobles detectados en la zona de interacción conocida como el puente.

En sección 2 de este capítulo, dado que KPG 486 es comparable con la galaxia NGC 4038/39 (Las Antenas), primero se discuten las diferencias entre los mapas de emisión de $H\alpha$, el continuo y el de velocidades de ambos pares de galaxias. Luego, se realizaron comparaciones con las observaciones en las frecuencias de la molécula de CO, a la línea de 21 cm, así como en la zona del visible e infrarrojo del espectro sobre KPG 486 encontradas en la literatura. Como con los datos del PUMA no fue posible detectar emisión en las antenas de KPG 486, en esta sección también se muestra un resumen de lo que se encontró en la literatura que se ha podido observar en ellas. Por último, se hace referencia a cómo el sentido de rotación de la galaxia noreste ha provocado actividad de formación estelar en el sistema.

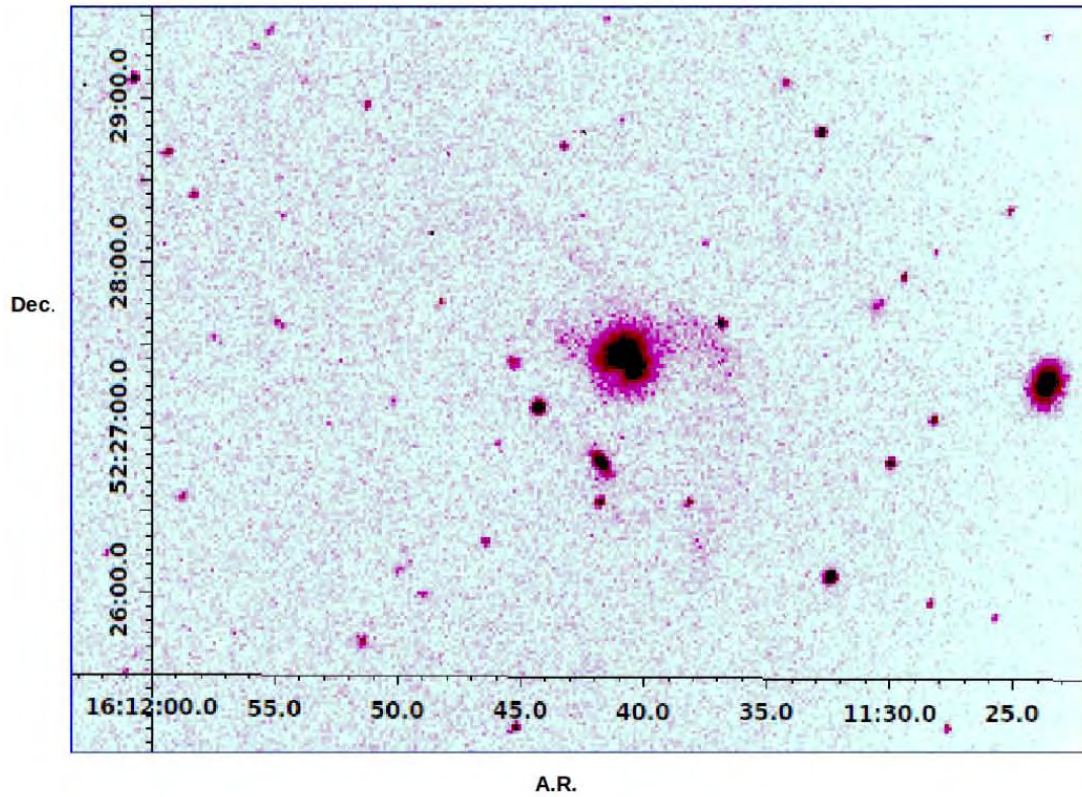


Figura 5.1: Imagen directa (sin filtro) del par aislado de galaxias KPG 486 tomada con el telescopio de 2.1 m del OAN-SPM. El campo de visión es de $9' \times 4'$.



Figura 5.2: Imagen de KPG 486 formada con la composición de los datos en 1.1, 1.6 y $2.22 \mu\text{m}$ para un campo de visión de $15''$, adquiridos con la cámara NICMOS que se encuentra sobre el HST. El norte es hacia arriba y el este a la izquierda. (Dinshaw et al. 1999). (Dinshaw et al. 1999)

Parametros	Sistema KPG 486	
Coordenadas (J2000)	$\alpha = 16\text{h } 11\text{m } 40.7\text{s}$	
	$\delta = +52\text{d } 27\text{m } 24\text{s}$	(a)
Otros nombres	NGC 6090	
	IRASF 16104+5235	
	Mrk 496	
	UGC 10267	
Tipo morfológico	G Par	(a)
	Galaxia múltiple	(b)
	<i>Fusión, doble núcleo</i>	(e)
Velocidad radial heliocéntrica promedio (km s^{-1})	8906	(a)
	8855	(b)
	8882	(c)
Distancia (Mpc)	122	(d)
	123.3	(e)
	118.4	(c)
$L_{IR} (L_{\odot})$	3×10^{11}	(f)
m_b	14.36	(a)
$D_{25/2} (')$	4.36	(b)
Separación nuclear fotométrica (kpc)	3.2	(e)
	3.63	(c)

Tabla 5.1: Parámetros del sistema KPG 486.

(a)NASA/IPAC (2014); (b)HyperLEDA (2016); (c)Este trabajo; (d)Condon et al. (1990); (e)Bryant & Scoville (1999); (f)Acosta-Pulido et al. (1996)

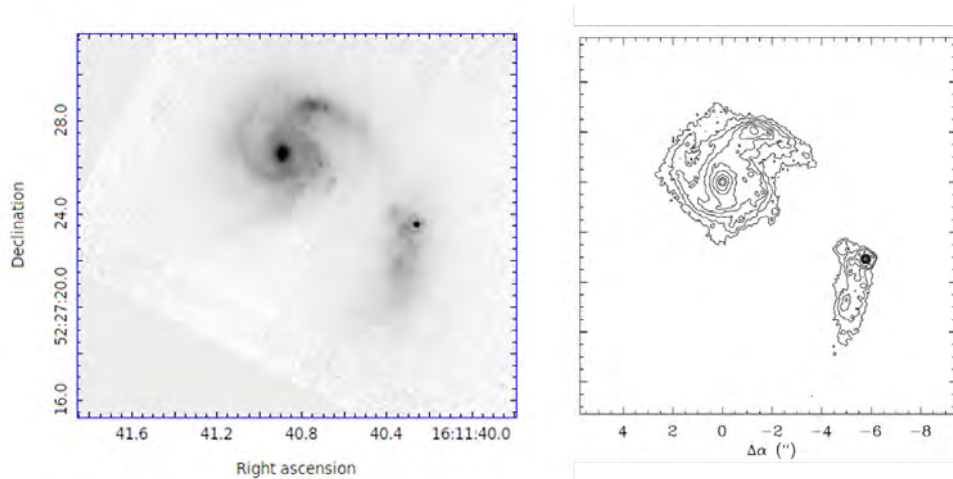


Figura 5.3: A la derecha se muestra una representación en escala de grises de la imagen individual de $2.22 \mu\text{m}$ tomada con la cámara NICMOS sobre el HST en un campo de visión de $20''$. A la izquierda el diagrama de contornos de la imagen de la izquierda pero con campo de visión de $16''$. Los contornos están espaciados logarítmicamente por un factor de 1.38 comenzando con un nivel a $0.37 \mu\text{Jy}$. La imagen tiene resolución original de $0''.22$ (F222M) (Dinshaw et al. 1999).

5.1. Resultados encontrados con datos del PUMA

KPG 486 ha sido observada con el Near Infrared Camera and Multiobject Spectrometer (NICMOS) que se encuentra a bordo del Telescopio Espacial Hubble (HST, por su siglas en inglés). Estas imágenes revelan características que no son observadas con telescopios terrestres en óptico e infrarrojo, tales como nodos brillantes de formación estelar, y una barra estelar en la galaxia primaria (ver Fig. 5.2) (Dinshaw et al. 1999). La imagen en $2.22 \mu\text{m}$, con escala de $\sim 0''.22 \text{ pixel}^{-1}$ tomada con este telescopio (fig. 5.3), se utiliza a lo largo de este trabajo para un mejor análisis de los mapas de velocidades, monocromático y del continuo obtenidos con el IFPB PUMA.

A continuación se presentan los rasgos morfológicos determinados con las observaciones realizadas con el IFPB PUMA, tales como el criterio de aislamiento definido en el catálogo de Karachentsev, I. (1987) (ecuaciones 2.17 a 2.18c), la posición de los máximos fotométricos en cada galaxia y la barra en la galaxia noreste. Enseguida se exponen los mapas de velocidades y de dispersión de velocidades, las curvas de rotación de cada galaxia, la masa de cada galaxia y la masa orbital. Después, se determina el sentido de rotación de la galaxia noreste. Y finalmente, se exhiben los pixeles a los que se les encontró perfiles dobles de emisión $\text{H}\alpha$, el ajuste de la suma de dos funciones Gaussianas a estos perfiles y la curvas de rotación extendidas hacia la zona de interacción.

5.1.1. Morfología de KPG 486

Criterios de aislamiento

En el catálogo de Karanchestev, este sistema tiene como criterio de aislamiento denotado por el símbolo $(++)$ con tipo de interacción entre las dos componentes Lt, que significa que tienen una estructura líneal extendida (L) con colas de marea (t). Este criterio de aislamiento corresponde a los parámetros $\chi = 10$, $\xi = 1/4$, $\lambda = 4$, (ver Figura 2.9). Esto es, el cociente entre la separación de cada galaxia con una galaxia vecina dividida entre la distancia de cada galaxia del par (x_{ji}/x_{21}) , es mayor o igual que 10 veces ($\chi = 10$) el cociente entre el diámetro de la galaxia vecina y el diámetro de cada galaxia (a_i/a_j) , para cada galaxia vecina con diámetro angular a_i , se encuentra en el intervalo, $(\frac{1}{4}a_j, 4a_j)$, ($\xi = 1/4, \lambda = 4$), donde a_j , $j = 1, 2$, es el diámetro angular de cada componente del par.

En la imagen directa de KPG 486 se observa una galaxia al sur del sistema, como se señala en la Figura 5.4. Ésta es, PCG 2415197¹, cuyo diámetro angular es $16''.8 (\simeq 0.0047^\circ)$ y magnitud absoluta en el óptico es 17.1 mag (NASA/IPAC 2014). En este trabajo se encontró que el diámetro angular, determinado con el mapa del continuo de la componente noreste (KPG 486 NE) es $D_{NE} = 11''.4 (\simeq 0.0032^\circ)$, y el de la componente suroeste (KPG 486 SO) es $D_{SO} = 12''.4 (\simeq 0.0034^\circ)$. En la Tabla 5.2 se puede ver que el diámetro angular de PCG 2415197 se encuentra dentro del intervalo indicado por el criterio de aislamiento del catálogo de pares aislados, ya sea con los diámetros encontrados en este trabajo o con los diámetros indicados en el catálogo. Luego, la distancia angular (la distancia proyectada en el cielo) de cada galaxia que compone el sistema KPG 486 a la galaxia PCG 2415197 es $x_{1i} = 39''.1 (\simeq 0.0109^\circ)$ para KPG 486 NE, y $x_{2i} = 35''.61 (\simeq 0.00989^\circ)$ para KPG 486 SO. En

¹También puede encontrarse con el nombre 2MASSX J16114174 +5226480.

la Tabla 5.2, se observa que si se consideran los diámetros determinados en este trabajo, el parámetro χ no cumple con el criterio para que KPG 486 sea un sistema aislado, y que con los diámetros de las galaxias del sistema KPG 486 que se consideraron en el catálogo, en efecto, el sistema se encuentra aislado, pero con el criterio $(- +)$, y no con el criterio $(+ +)$.

El diámetro que se toma en cuenta en este trabajo no considera la zona de interacción de estas galaxias, mientras que el diámetro que se toma para cada galaxia en el catálogo de pares aislados, se obtiene de las imágenes del estudio de Palomar (Karachentsev, I. 1987), donde no se distingue si es un sistema de dos núcleos o es un sistema en estado intermedio de interacción.

Nombre	Diám. ["]	1/4 a_i [°]	4 a_i [°]	a_{PCG}/a_j	Dist. ["]	x_{1i}/x_{1i}	χ
PCG 2415197	16.8						
KPG 486 NE	11.4 ^a	0.00079	0.0127	1.4737	39.1	6.7414	5
KPG 486 SO	12.4 ^a	0.00086	0.0138	1.3548	35.61	6.1397	5
KPG 486 NE	24 ^b	0.00167	0.0267	0.7000	39.1	4.6548	7
KPG 486 SO	27.6 ^b	0.00192	0.0307	0.6087	35.61	4.2393	7

Tabla 5.2: Parámetros de aislamiento del catálogo de pares de galaxias aisladas para verificar que la galaxia PCG 2415197 no es parte del sistema KPG 486. Los parámetros se calculan con la distancia entre las galaxias de KPG 486 determinada en este trabajo (a), y (b), con la distancia que se consideró en el catálogo de Karachentsev, I. (1987). La columna (1) contiene el nombre de la galaxia; la columna (2) el diámetro angular en segundos de arco; (3) y (4) el intervalo donde se encuentra el diámetro de la galaxia vecina tomando en cuenta el criterio de aislamiento $(+, +)$; (5) el cociente del diámetro angular de la galaxia vecina entre el diámetro de cada galaxia que compone el par; la distancia angular (la distancia proyectada en el cielo) de cada galaxia del par KPG 486 hacia la galaxia PCG 2415197 en segundos de arco se encuentra en la columna (6); (7) el cociente de la distancia de la vecina a cada componente del par entre la separación de las galaxias del sistema en grados (en el catálogo se considera que la separación de las galaxias del sistema es $0^{\circ}.14$, en este trabajo se encontró que es $6^{\circ}.3$); (8) el parámetro χ de los criterios de aislamiento del catálogo KPG.

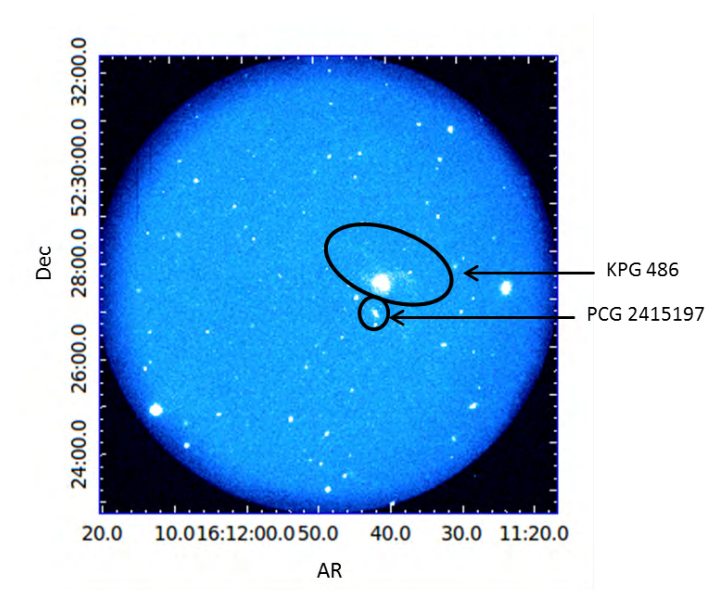


Figura 5.4: Imagen directa (sin filtro) tomada con el telescopio de 2.1 m del OAN-SPM de las galaxias KPG 486 en un campo de visión de $11''$. Se señala al sistema de galaxias KPG 486 y a la galaxia PCG 2415197, para la que se verificó el criterio de aislamiento del par KPG 486.

Posición de los núcleos.

GALAXIA NORESTE

El máximo de emisión de la línea de $H\alpha$ observada con el PUMA que se obtuvo en este trabajo de la galaxia noreste se encuentra en $\alpha_{J2000} = 16h11m40.8s$, $\delta_{J2000} = 52^{\circ}27'27''$, el máximo de emisión del continuo es $\alpha_{J2000} = 16h11m40s$, $\delta_{J2000} = 52^{\circ}27'27.32''$. Lo cual indica que el máximo de la emisión de $H\alpha$ coincide con el máximo de emisión del continuo. Estas coordenadas serán consideradas como la posición del núcleo de la galaxia KPG 486 NE para el cálculo de la masa orbital del sistema KPG 486.

GALAXIA SUROESTE

En el panel derecho de la Figura 5.5 muestra los contornos de la emisión de $H\alpha$ obtenida con el PUMA sobre la imagen de NICMOS a $2.2 \mu m$. En ella se observa que los máximos de emisión en la galaxia suroeste coinciden. El máximo de emisión de la línea de $H\alpha$ de la galaxia suroeste se encuentra en $\alpha_{J2000} = 16h11m43.3s$, $\delta_{J2000} = 52^{\circ}27'23''$. La Figura 5.24, muestra la emisión de $H\alpha$ en el pixel que coincide con el máximo de la imagen de $2.2 \mu m$ de la galaxia suroeste.

Sin embargo, el máximo de emisión de $H\alpha$ no se considera como el núcleo de esta galaxia, ya que en Figura 5.6, se puede ver que el máximo fotométrico de la galaxia suroeste se encuentra más hacia el sur que el máximo de emisión del monocromático. El máximo del continuo representa la zona de la galaxia con mayor concentración estelar, por lo que es este el que se considera como núcleo de la galaxia. El máximo fotométrico se encuentra en $\alpha_{J2000} = 16h11m40.4s$, $\delta_{J2000} = 52^{\circ}27'22.21''$.

Por lo tanto, se obtiene una distancia entre los núcleos de 3.63 kpc, y será esta separación la que se utilice para el cálculo de la masa orbital del sistema KPG 486.

La barra en la galaxia noreste

En el panel derecho de la Figura 5.3 se observa la presencia de una barra en la galaxia noreste dibujada por los contornos de la imagen de $2.22 \mu m$ de NICMOS. En la Figura 5.5, que muestra la superposición de los contornos de la emisión $H\alpha$ y del continuo obtenidos con el PUMA sobre la imagen de $2.22 \mu m$. Los contornos del continuo, que pueden verse en el panel izquierdo de la Figura 5.3, y los contornos del monocromático, en el panel derecho de la Figura 5.3, de la galaxia noreste, también trazan una barra en la zona central de esta galaxia. Esta barra también puede distinguirse en el mapa del continuo obtenido con el PUMA en la Figura 5.6, ya sea por los mismos contornos o por la intensidad de los pixeles que trazan una recta en dirección sur a norte. Sin embargo, un argumento con mayor fuerza para confirmar la presencia de esta barra se obtiene de la forma de las líneas de isovelocidades de la galaxia noreste, ya que no son simétricas respecto al eje menor como se puede ver en las Figuras 5.7 y 5.15.

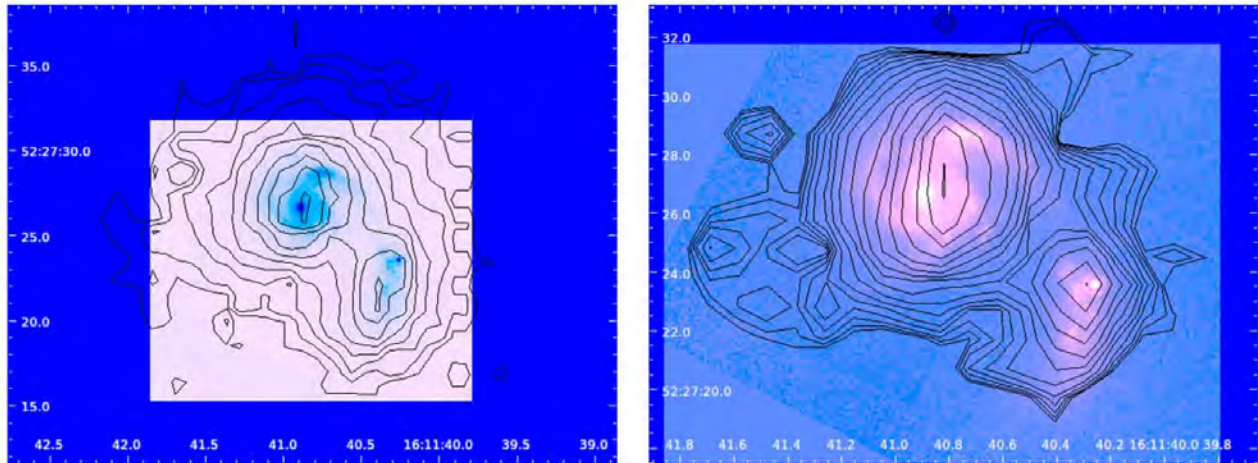


Figura 5.5: En el panel izquierdo se muestra la superposición de los contornos de la emisión del continuo obtenidos con los datos del PUMA sobre la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ de NICMOS en un campo de visión de $25''$ aproximadamente. En el panel derecho, la superposición de los contornos del mapa monocromático obtenidos con los datos del PUMA sobre la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ de NICMOS en un campo de visión de $16''$ aproximadamente.

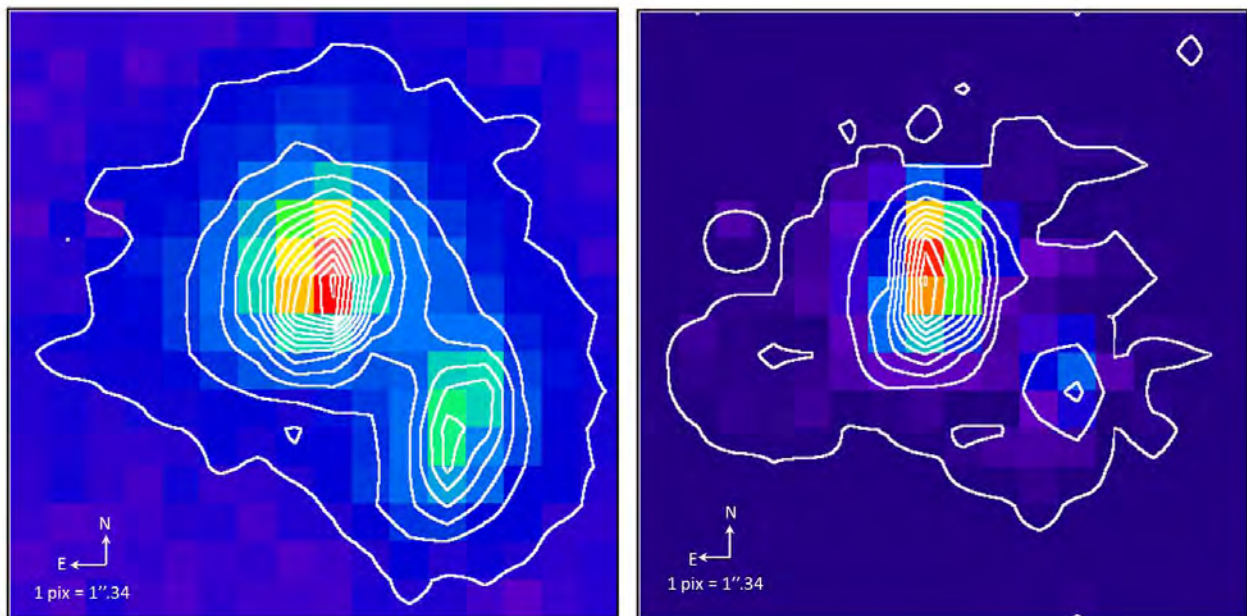


Figura 5.6: Ala izquierda se encuentra el mapa del continuo y a la derecha el mapa monocromático, ambos obtenidos con los datos del PUMA, con sus contornos superpuestos en blanco y en un campo de visión de $21''$.44.

5.1.2. Cinemática y dinámica de KPG 486

En la Figura 5.7 se puede observar que con las líneas de isovelocidades se distinguen dos galaxias independientes con velocidades centrales ordenadas. En la literatura se pueden encontrar observaciones a la molécula de CO con resolución que va de $2.5''$ a $3''$ pixel^{-1} (Bryant & Scoville 1999) (Sanders et al. 1990), y en radio a la línea de 21 cm con resolución de $1''$ a $1.5''$ pixel^{-1} (Condon et al. 1990), pero no se había obtenido este comportamiento en los mapas de

velocidades, por lo que en esos estudios la masa ha sido determinada para todo el sistema. Es decir, no se ha realizado un análisis independiente a cada componente del par KPG 486. Uno de los objetivos principales de este trabajo es realizar este análisis cinemático y dinámico a cada galaxia del par, utilizando los datos de la literatura como referencia. Esto se discutirá en la siguiente sección una vez que se hayan expuesto los resultados de los datos del PUMA.

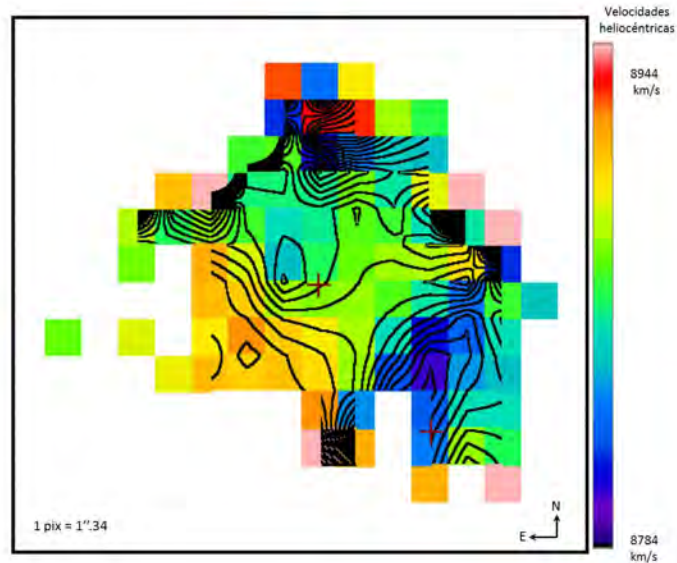


Figura 5.7: Mapa de velocidades del sistema KPG 486. Antes de generar el mapa de velocidades, al cubo de datos se le aplicó un suavizado espectral de $\sigma = 57 \text{ km s}^{-1}$. El campo de visión de esta imagen es de $21''.44$, que es la zona donde se detectó emisión $\text{H}\alpha$ en KPG 486.

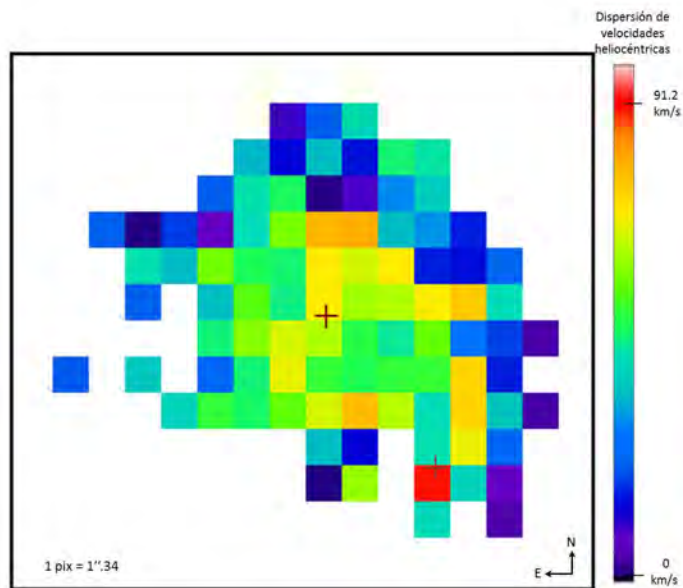


Figura 5.8: Mapa de dispersión de velocidades del sistema KPG 486. Antes de generar el mapa de velocidades, al cubo de datos se le aplicó un suavizado espectral de $\sigma = 57 \text{ km s}^{-1}$. El campo de visión de esta imagen es de $21''.44$, que es la zona donde se detectó emisión $\text{H}\alpha$ en KPG 486.

Curvas de rotación

Las curvas de rotación fueron obtenidas a partir del campo de velocidades que corresponde a cada galaxia, considerando los pixeles dentro de un sector angular a lo largo del eje mayor cinemático. Se excluyeron los pixeles cercanos al eje mayor que agregaban una fuerte dispersión a los puntos de la curva de rotación. Esta exclusión garantiza la simetría en ambos lados de la curva de rotación. En la Figura 5.7, se observa que, hasta un cierto radio en cada galaxia, el campo de velocidad no es perturbado por el proceso de interacción. En el caso de KPG 486 NE, este radio es $R_{NE} \simeq 3.04$ kpc ($\simeq 5''.73$), y para KPG 486 SO es $R_{SO} \simeq 2.84$ kpc ($\simeq 4''.88$). Así, considerando una región del campo de velocidades dentro de un sector de un ángulo específico dentro de este radio, fue posible determinar la curva de rotación de ambas galaxias de forma más precisa. A partir de ella se obtiene la velocidad máxima de rotación de cada galaxia, $V_{rot_{NE}} = 149.4$ km s⁻¹, y $V_{rot_{SO}} = 134.5$ km s⁻¹, con las que fue posible obtener la masa de cada galaxia.

En la Tabla 5.3, se encuentran los parámetros utilizados para el cálculo de las curvas de rotación de las galaxias noreste (KPG 486 NE) y suroeste (KPG 486 SO). Con cada curva de rotación se ha obtenido un máximo de velocidad de rotación. Con esta cantidad, fue posible calcular el intervalo de masa de cada galaxia, siguiendo la ecuación (3.35) de Lequeux (1983).

Parámetros	KPG 486 NE	KPG 486 SO
Coordenadas (J2000)	$\alpha = 16\text{h } 11\text{m } 40.82\text{s}$ $\delta = +52\text{d } 27\text{m } 27.32\text{s}$	$\alpha = 16\text{h } 11\text{m } 40.42\text{s}$ $\delta = +52\text{d } 27\text{m } 22.21\text{s}$
Distancia (Mpc)	118.44	118.40
Velocidad sistémica (km s ⁻¹)	8883	8880
$V_{rot_{max}}$ (km s ⁻¹)	149.4	134.5
P.A. _{kin} (°)	159.18	29.85
Inclinación (°)	12.8	64.86
Radio (kpc)	3.04	2.59
Masa (M_{\odot}) (0.6 a 1.0)	1.71×10^{10}	1.18×10^{10}

Tabla 5.3: Parámetros de las curvas de rotación.

En las Figuras 5.12 y 5.11 se muestran los mapas de velocidades de KPG 486 NE y KPG 486 SO, junto con sus curvas de rotación, respectivamente. En cada caso, la línea gruesa traza el eje mayor cinemático indicando el ángulo de posición (P.A.) cinemático. Para la galaxia noreste se obtuvo $P.A._{kin_{NE}} = 159.18^\circ$, y para la galaxia suroeste, $P.A._{kin_{SO}} = 29.85^\circ$. Las líneas delgadas indican los sectores angulares que se consideraron para el cálculo de las curvas de rotación de cada galaxia. Los símbolos '+' en los mapas de velocidades indican la posición de los máximos de emisión del continuo (centros fotométricos). Utilizando $H = 75$ (km s⁻¹) Mpc⁻¹, se obtuvo la distancia heliocéntrica de cada galaxia. De esta forma, la galaxia noreste se encuentra a $D_{NE} = 118.44$ Mpc y la suroeste a $D_{SO} = 118.40$ Mpc. La inclinación de las galaxias se obtuvo con la función *ellipse* de IRAF sobre la imagen de 2.22 μm de NICMOS. La inclinación de la galaxia noreste es $i_{NE} = 12.8^\circ$, y la de la galaxia suroeste es $i_{SO} = 64.86^\circ$.

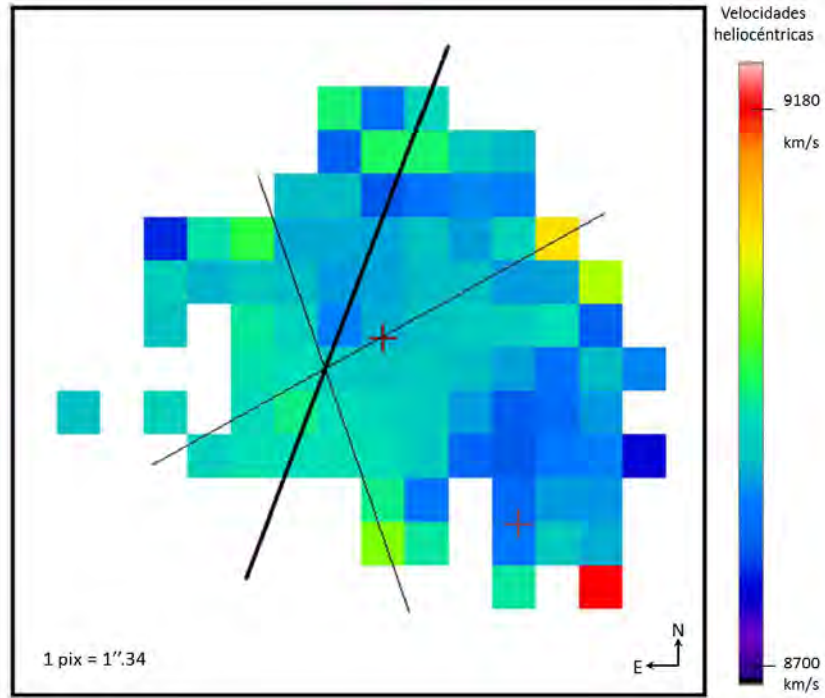


Figura 5.9: Mapa de velocidades noreste. El campo de visión de esta imagen es de $21''.44$, que es la zona donde se detectó emisión $H\alpha$ en KPG 486.

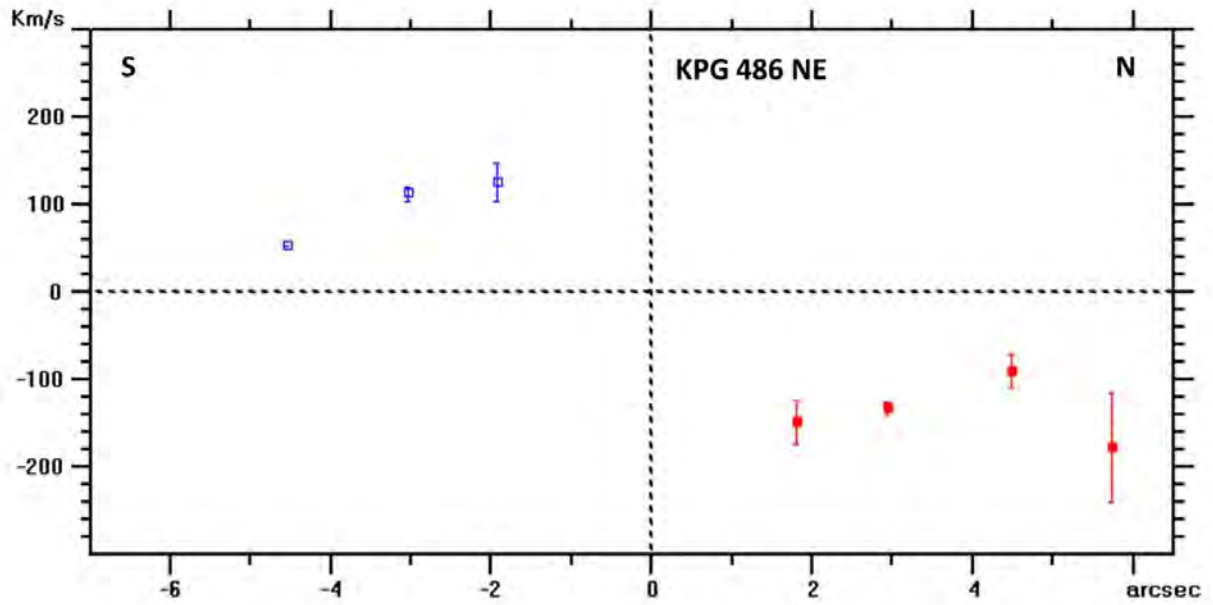


Figura 5.10: Curva de rotación de la galaxia KPG 486 noreste.

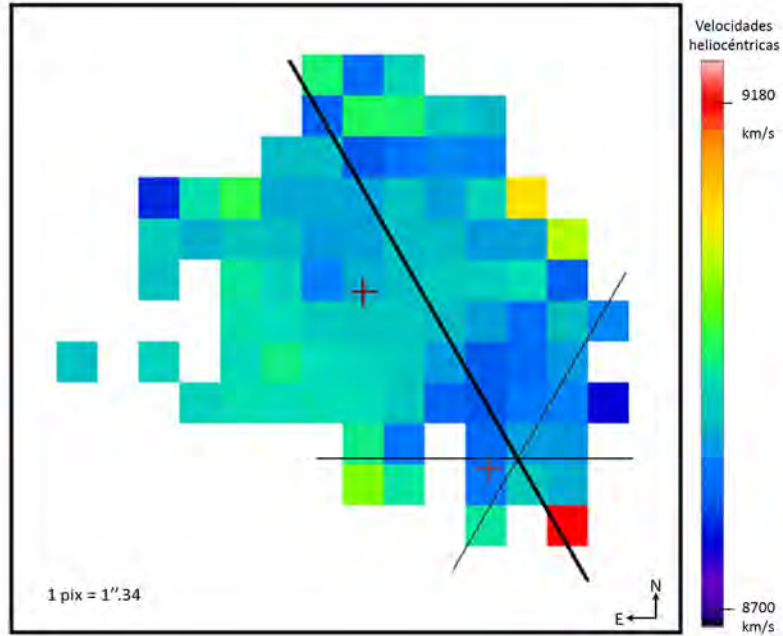


Figura 5.11: Mapa de velocidades suroeste. El campo de visión de esta imagen es de $21''.44$, que es la zona donde se detectó emisión $H\alpha$ en KPG 486.

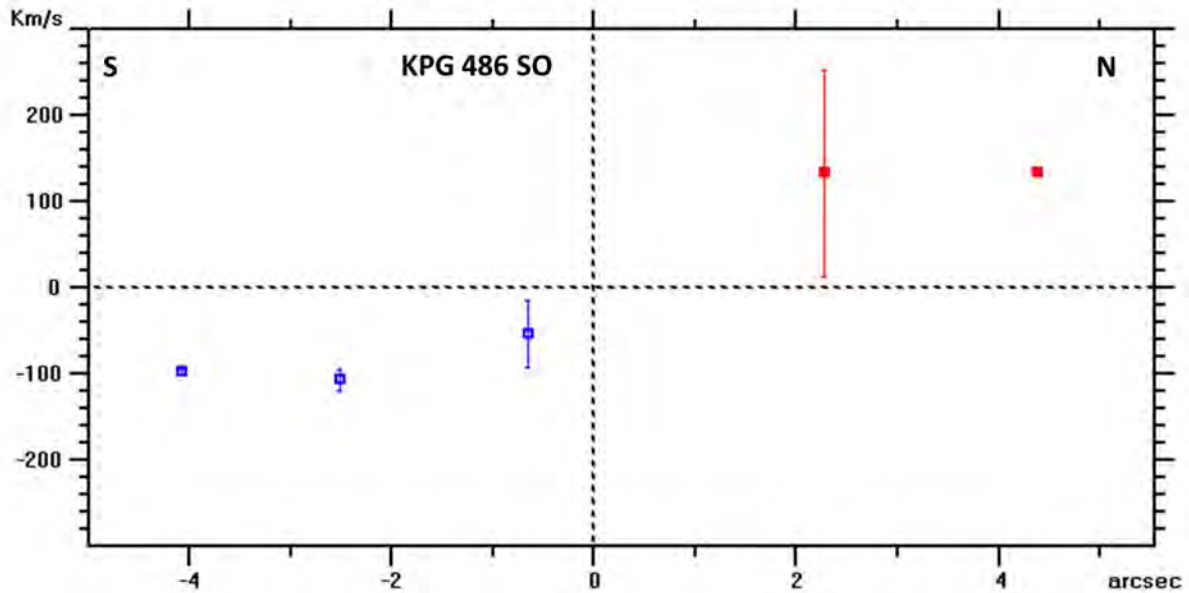


Figura 5.12: Curva de rotación de la galaxia KPG 486 suroeste.

Masas de KPG 486

Con las curvas de rotación obtenidas se encontró un intervalo de masas para cada componente del par KPG 486, según la ecuación (3.35) propuesta por Lequeux (1983). Para cada galaxia se obtuvo un intervalo de masas. Para la galaxia noreste se encontró $M_{NE} =$

(0.6, 1.0) $1.71 \times 10^{10} M_{\odot}$ y para la galaxia suroeste $M_{SO} = (0.6, 1.0)1.18 \times 10^{10} M_{\odot}$, donde el intervalo tiene límites que corresponden al caso en el que la galaxia es dominada por un disco plano (límite inferior, 0.6) o por un halo esférico masivo (límite superior, 1.0). La suma de las masas individuales de las galaxias en el caso del disco plano es $M_{pl-suma} = 1.73 \times 10^{10} M_{\odot}$ y en el caso esférico es $M_{esf-suma} = 2.89 \times 10^{10} M_{\odot}$. Esta suma de masas representa un intervalo de masa del sistema.

A partir de las velocidades máximas de rotación, también es posible obtener la masa orbital del sistema de acuerdo a la ecuación (3.39) propuesta por Karachentsev, I. (1987). Primero, se puede suponer que el plano de la órbita tiene una inclinación de $i = 90^{\circ}$. Luego, el ángulo entre la línea de visión y la línea que conecta al par es $\Omega = \arcsen(L/\delta D)$, donde $L = 3.63$ kpc es la distancia de los núcleos proyectada en el cielo, y $\delta D = 37.1$ kpc, la distancia real entre estos mismos, resultando $\Omega \approx 6^{\circ}$. Por lo tanto, las ecuaciones (3.37) y (3.38), que indican la velocidad proyectada a lo largo de la línea de visión y la separación proyectada sobre el plano del cielo, respectivamente, quedan como $y \approx V_{12}$ y $X \approx r$. Con los datos obtenidos, se tiene que $\Delta V = 2.63$ km s $^{-1}$, que es la diferencia entre las velocidades sistémicas, y $X = 3.63$ kpc, que es la separación proyectada entre los núcleos de cada galaxia. De esta forma, la masa orbital es, $M_{orbital} = 1.98 \times 10^9 M_{\odot}$.

Sentido de rotación de las galaxias

A partir de las curvas de rotación en las Figuras 5.12 y 5.11, se conoce el lado del plano de rotación que se acerca o que se aleja de cada galaxia que compone a KPG 486. Así, se observa que en ambas galaxias el lado que se acerca es el norte. Pero esto no es suficiente para conocer el sentido de rotación de cada galaxia. De acuerdo al criterio del gradiente de Pasha (1985), el brillo aparente de la región nuclear cae de manera desigual desde el centro hacia afuera a lo largo del eje menor, el lado lejano será aquel en que el perfil de brillo superficial descienda más suavemente.

En este trabajo se obtuvo el perfil de intensidad del continuo del eje menor de cada galaxia del sistema KPG 486 para conocer su sentido de rotación. Se tomaron 4 pixeles de corte sobre el eje 'y' de la galaxia KPG 486 NE (Figura 5.13) y se encontró que el lado lejano es el lado oeste de la galaxia, obteniendo así que la galaxia noreste tiene sus brazos *trailing*, es decir, que los brazos espirales rotan en sentido contrario al que apuntan los extremos de los brazos. Para la galaxia suroeste no se obtuvo un resultado certero sobre el lado más cercano al observador.

La Figura 5.13 es el mapa del continuo en pixeles de KPG 486. Ahí se señalan los pixeles en los que se realizó el corte para obtener los perfiles de intensidad de la galaxia noreste que se encuentran en la Figura 5.14. El máximo de emisión del continuo se encuentra en el pixel (285, 264).

Cabe destacar que los brazos con rotación *trailing* de los que se está hablando son los brazos de la zona donde se detectó emisión, pues hasta ahora no es posible concluir el sentido de movimiento de los brazos externos del sistema KPG 486, es decir, el movimiento de sus antenas. Así mismo, fue mínima la cantidad de puntos con los que se infiere que la galaxia noreste tiene brazos *trailing* en la zona de emisión, por lo que es necesario confirmar este resultado con datos con mayor resolución espacial.

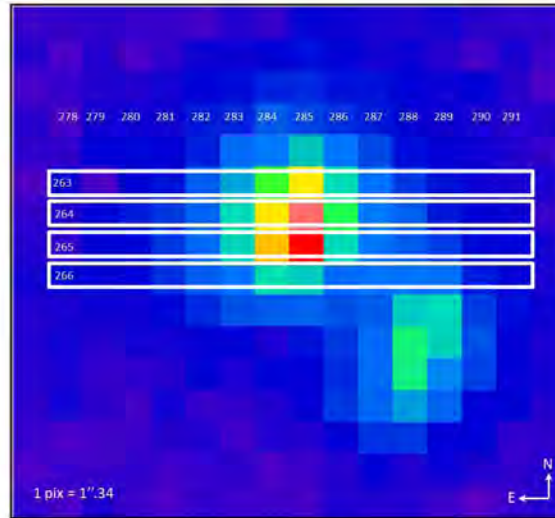


Figura 5.13: Mapa de la emisión del continuo de KPG 486 obtenido con el PUMA. Se señalan los píxeles de corte para obtener los perfiles de intensidad de la galaxia KPG 486 NE y así conocer su sentido de rotación. El máximo de emisión del continuo se encuentra en el píxel (285, 264). El campo de visión de esta imagen es de $21''.44$.

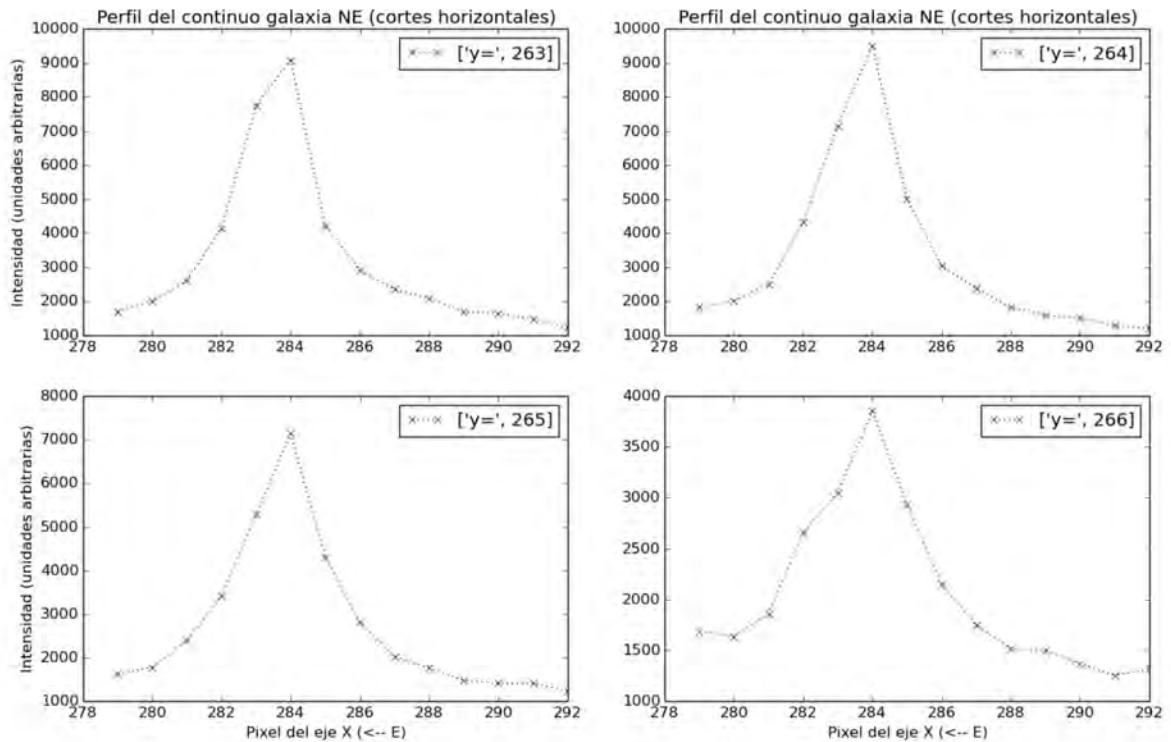


Figura 5.14: Perfiles de intensidad del continuo de la galaxia KPG 486 NE. Las cruces, unidas por la línea punteada, representan el valor en cada píxel. La intensidad está en unidades arbitrarias. Según el criterio del gradiente de brillo propuesto por Pasha (1985) (ver texto), el lado lejano será aquel en el que el perfil de brillo superficial descienda más suavemente, por lo que el lado cercano de KPG 486 NE es el lado oeste.

Perfiles dobles

En la sección 3 del capítulo 3 se explicó que con el cubo de datos se construyó un cubo de longitud de onda o cubo 'lambda', en el que a cada canal del cubo de datos le corresponde una longitud de onda definida. La suma de este cubo lambda puede visualizarse en el plano como los perfiles de emisión detectados en cada pixel. El panel derecho de la Figura 5.16 muestra la supersposición de la imagen en el plano del cubo lambda sobre el mapa de velocidades de KPG 486 en escala de grises. En esta imagen se detectaron pixeles con perfiles de emisión dobles. En el panel izquierdo de la misma figura se muestra el mapa de velocidades de KPG 486 con los pixeles donde se detectaron los perfiles dobles marcados por una letra.

En la Figura 5.15, donde se superpuso el mapa de velocidades sobre la imagen de NICMOS de $2.22 \mu\text{m}$. Es posible identificar que la zona donde se detectaron los perfiles de emisión dobles traza la zona del puente de interacción entre las galaxias que componen a KPG 486.

A los perfiles dobles se les ajustó la suma de dos distribuciones gaussianas para conocer el centro y la dispersión de cada pico (ver Figura 5.17). Los valores de estos parámetros se encuentran en la Tabla 5.4. Los valores de velocidad radial en el disco de KPG 486 NE se encuentran en el intervalo $8783 - 8919 \text{ km s}^{-1}$. Los valores de velocidad radial en el disco de KPG 486 SO se encuentran en el intervalo $8799 - 9143 \text{ km s}^{-1}$. Se puede deducir de los parámetros de las funciones Gaussianas ajustadas a los perfiles dobles que, de izquierda a derecha, el primer pico corresponde a la galaxia noreste y el segundo a la galaxia suroeste dado que los valores de las velocidades medias se encuentran en el intervalo de velocidades de cada galaxia según las cantidades de la Tabla 5.4. Los valores de la dispersión de los ajustes también están dentro del intervalo de dispersión de velocidades del sistema KPG 486 de acuerdo con la Figura 5.8.

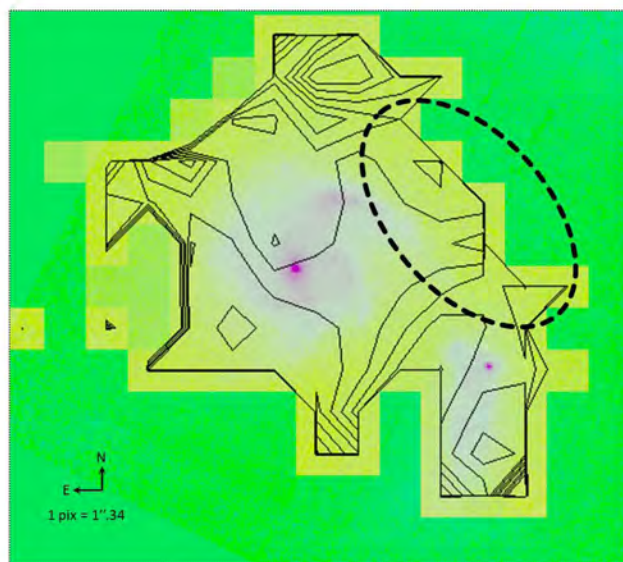


Figura 5.15: Contornos del mapa de velocidades del sistema KPG 486 superpuestos sobre la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ de NICMOS. Se señala la zona donde se detectaron pixeles con perfiles con doble emisión. El campo de visión es de $21''.44$.

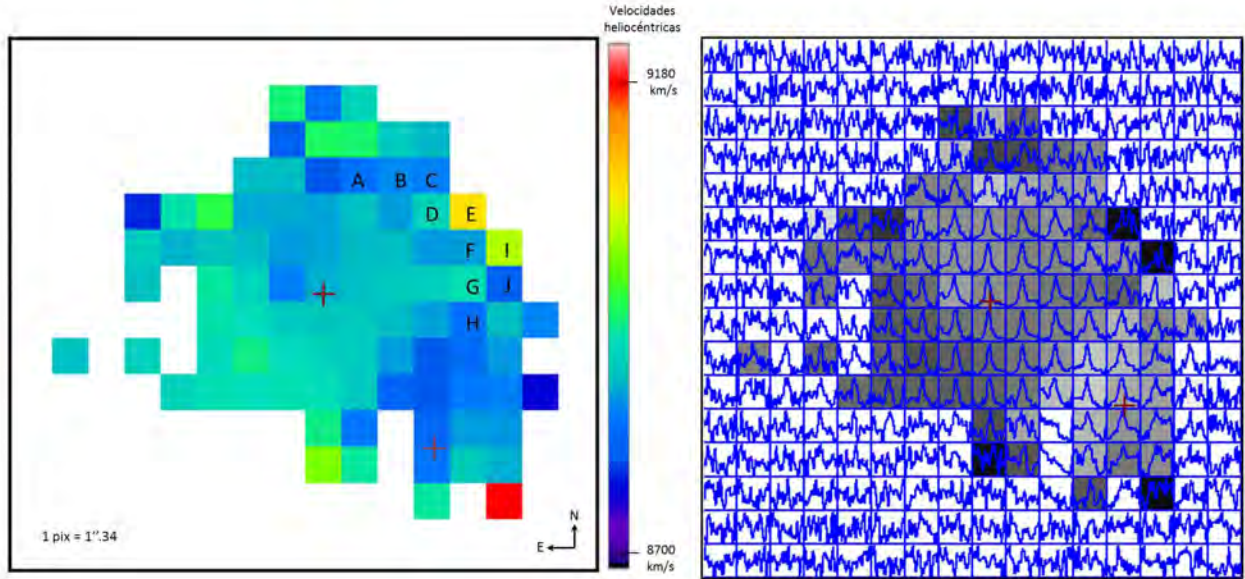


Figura 5.16: Mapa de velocidades del sistema KPG 486. Izquierda: Mapa de velocidades de KPG 486 en escala de color. Derecha: Perfiles de emisión obtenidos con el PUMA sobre el mapa de velocidades en escala de grises. Ambas imágenes tienen campo de visión de $21'' .44$.

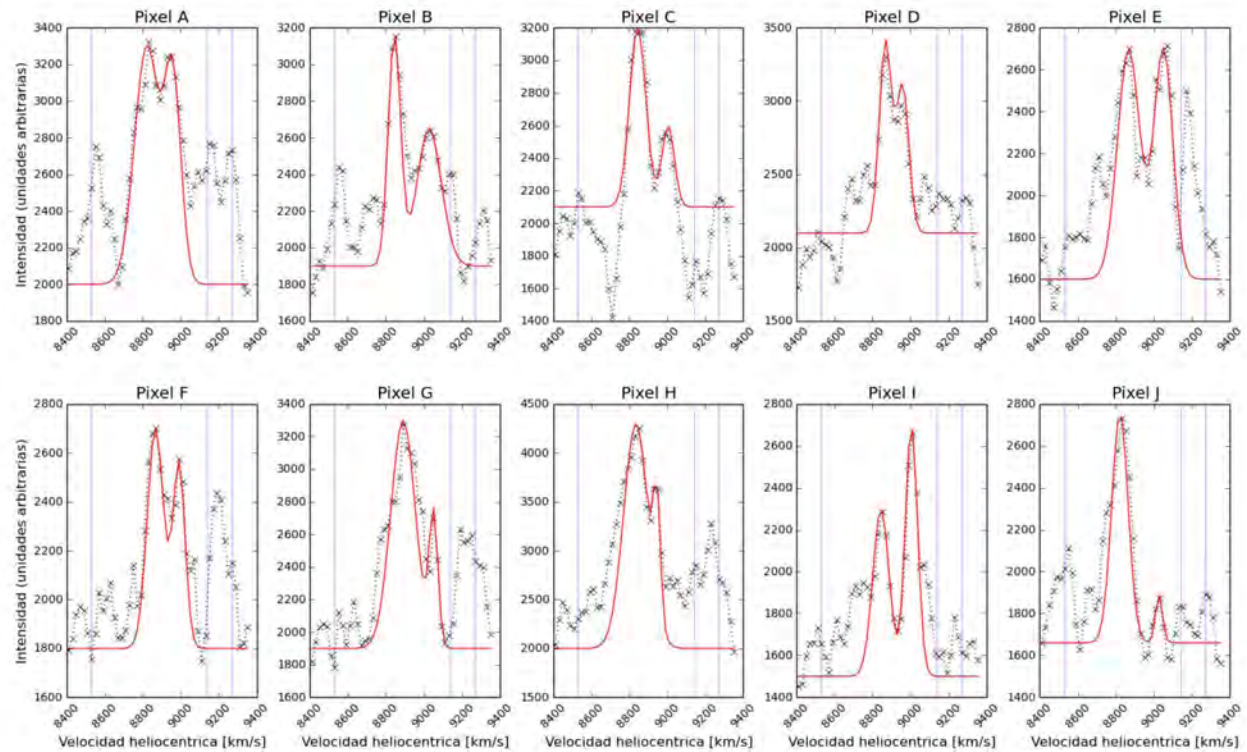


Figura 5.17: Mejor ajuste de la suma de dos funciones Gaussianas a los perfiles dobles encontrados en el sistema KPG 486. Los valores de los centros y la dispersión de cada Gaussiana se encuentran en la Tabla 5.4. Las cruces, unidas por la línea punteada, son los datos observados, la línea sólida es el mejor ajuste a cada perfil. Las líneas verticales representan la posición de las líneas del cielo OH (10,4), OH(6,1) y OH(7,2) (Krassovsky et al. 1962).

Pixel	Media 1	Dispersión 1	Media 2	Dispersión 2
	μ_1 [km s ⁻¹]	σ_1 [km s ⁻¹]	μ_2 [km s ⁻¹]	σ_2 [km s ⁻¹]
A	8831.78 ± 10.51	25.84 ± 5.32	8952.46 ± 14.17	35.53 ± 7.79
B	8850.53 ± 10.06	39.14 ± 10.26	9030.63 ± 35.20	18.62 ± 7.6
C	8846.87 ± 8.69	25.84 ± 4.18	8998.17 ± 14.17	29.45 ± 8.74
D	8868.35 ± 8.69	43.7 ± 9.31	8953.83 ± 29.25	51.49 ± 13.68
E	8849.15 ± 16.46	35.72 ± 14.06	9053.48 ± 24.68	37.62 ± 10.26
F	8866.07 ± 13.71	30.78 ± 9.69	8989.94 ± 10.51	39.33 ± 28.12
G	8895.78 ± 10.51	15.96 ± 1.52	9060.34 ± 17.83	262.58 —
H	8822.64 ± 11.88	18.05 ± 2.09	8943.78 ± 1.10	93.67 ± 27.74
I	8848.70 ± 12.80	49.4 ± 10.45	9010.51 ± 11.43	47.69 ± 6.27
J	8817.16 ± 8.69	19.95 ± 2.09	9024.68 ± 13.26	72.39 —

Tabla 5.4: Parámetros de la suma de dos gaussianas ajustadas a cada pixel con perfil de emisión doble. Los valores tienen 64.7% de certeza. La columna (1) es la letra del pixel donde se hizo el ajuste, cada letra se señala en la Figura 5.16; (2) coordenadas del pixel; (3) y (4) son la media y la varianza (o dispersión) del primer pico de cada pixel de izquierda a derecha; (5) y (6) son la media y la varianza (o dispersión) del segundo pico de cada pixel de izquierda a derecha. Ver Figura 5.17

Las Figuras 5.18 y 5.19 presentan las curvas de rotación de cada galaxia, extendidas hacia la zona de interacción. La curva de rotación de la galaxia KPG 486 NE se extendió hasta 9" hacia el norte, pues hasta esta posición abarca el mapa de velocidades siguiendo el eje mayor cinemático de esta galaxia (ver fig. 5.12). El eje mayor de la curva de rotación de la galaxia KPG 486 SO atraviesa todo el puente. Sin embargo, solamente se toma hasta 14" pues, más allá de este radio, los pixeles corresponden a la zona norte del disco de la galaxia compañera (ver fig. 5.11).

En las curvas de rotación de las Figuras 5.18 y 5.19, el primer punto más allá del radio del disco donde el campo de velocidades es ordenado, es cercano a alguno de los pixeles donde se encontró un perfil doble. En el caso de la curva de rotación de la galaxia noreste es el pixel A, y en la de la galaxia suroeste es el pixel H. La cercanía de los pixeles con emisión doble a la zona de velocidades ordenadas, nos lleva a inferir que cada pico corresponde a material de cada galaxia. De esta forma, la posición de estos pixeles traza un puente entre las dos galaxias que componen al sistema KPG 486. Sin la imagen de 2.2 μm de NICMOS como referencia, la resolución del PUMA nos también nos podría haber llevado a la conclusión de que KPG 486 es un sistema en estado intermedio de interacción debido a la identificación de este puente. Más adelante se verá que, en un estado de interacción avanzado, no se distingue el puente y los pixeles con emisión doble que se llegan a detectar no tienen una presencia suficientemente importante para generar una conclusión sobre la interacción de dos galaxias.

Por último, de acuerdo con las curvas de rotación de las Figuras 5.18 y 5.19, en el lado norte de las dos galaxias que componen a KPG 486 el gas se aproxima y en el lado sur se aleja del observador. Además se obtuvo que la galaxia KPG 486 NE es *trailing*. Entonces se puede inferir que estos picos de emisión representan material que se está acercando. Así, se puede deducir que el exceso de materia del brazo norte de KPG486 NE (ver Figura 5.2) haya sido parte de KPG 486 SO, más no que este exceso de materia en el brazo norte sea el gas y estrellas de la galaxia KPG 486 NE atraídos hacia esta zona por la interacción con la

galaxia compañera. De esta forma se explica por qué el máximo de emisión monocromática de la galaxia KPG 486 SO fue detectado en el norte de la galaxia y el máximo del continuo hacia el sur.

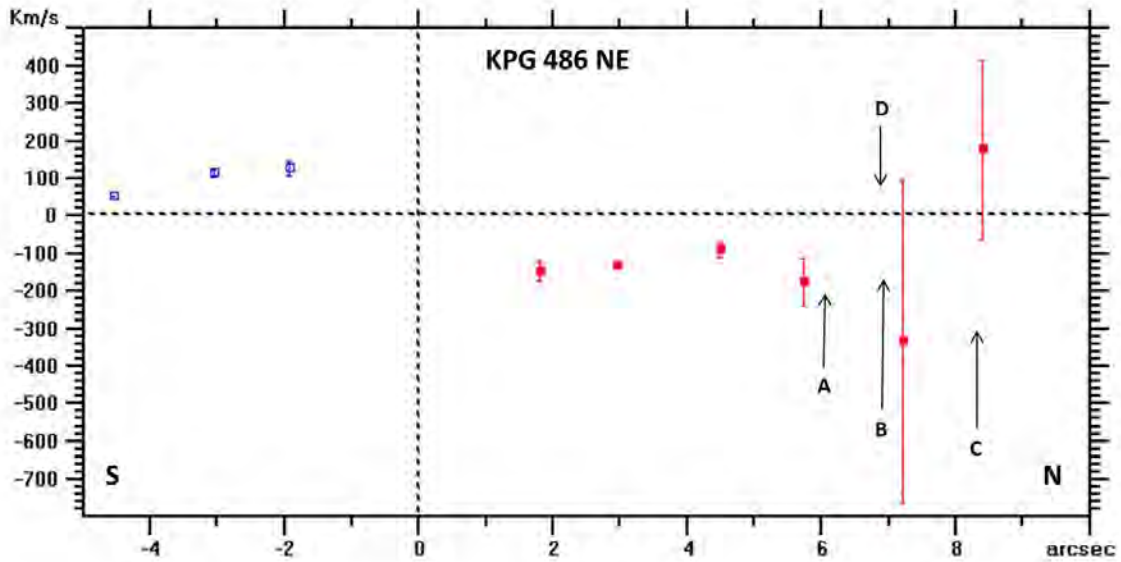


Figura 5.18: Curva de rotación de la galaxia KPG 486 NE extendida 8 arcseg hacia el norte respecto al centro cinemático. Se señala la posición real de los pixeles con perfil doble en la curva de rotación que se encuentran dentro del ángulo de apertura con el que se calculó la curva de rotación (ver fig. 5.12.)

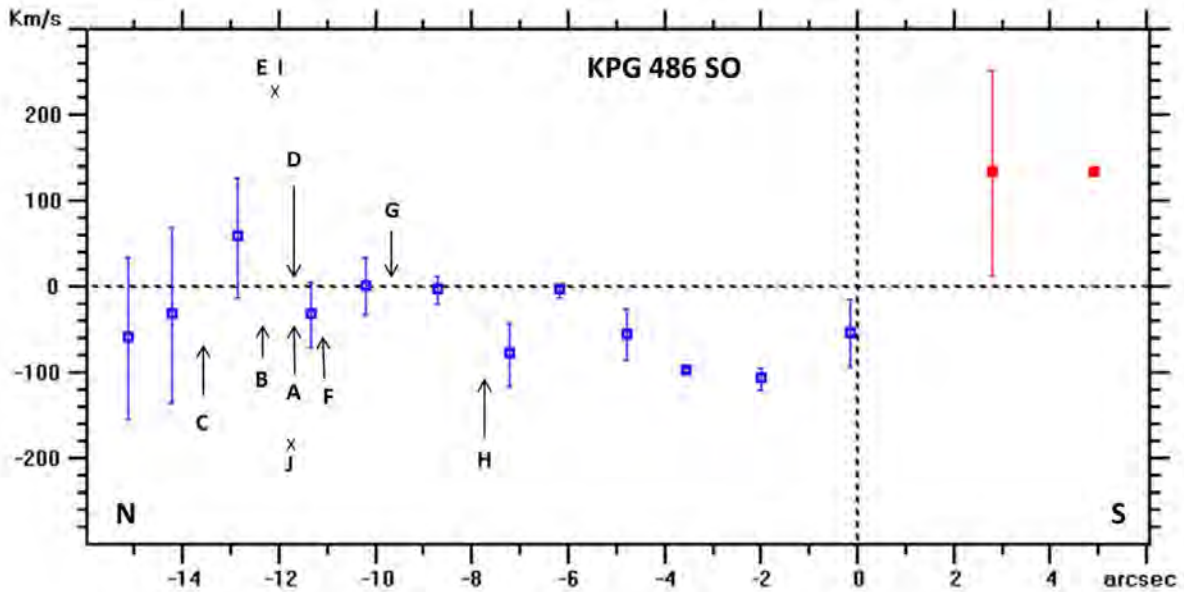


Figura 5.19: Curva de rotación de la galaxia KPG 486 SO extendida 14 arcseg hacia el norte respecto al centro cinemático. Se señala la posición real de los pixeles con perfil doble en la curva de rotación que se encuentran dentro del ángulo de apertura con el que se calculó la curva de rotación (ver fig. 5.11.)

5.2. Discusión

5.2.1. Diferencias y similitudes entre NGC 4038/39 y KPG 486 (NGC 6090).



Figura 5.20: Galaxias NGC 4038 (norte) y NGC 4039 (sur). Imagen del *Digitized Sky Survey (DSS)* con campo de visión de $18'.1 \times 17'.23$. Tomada de (Bonnarel et al. 2000).

En longitudes de onda del óptico, KPG 486 aparece como un sistema de núcleo doble, con dos antenas arqueadas, similar a NGC 4038/39. El par de galaxias NGC 4038/4039, Las Antenas, fue observado en la línea de emisión de $H\alpha$ con un interferómetro Fabry-Perot en el telescopio ESO de 3.6 m en febrero de 1990. Esta observación tuvo una resolución de $0''.91 \text{ pixel}^{-1}$. El análisis de estos datos fue publicado por Amram et al. (1992). A continuación se presentan similitudes y diferencias de los resultados de las observaciones en la longitud de onda de la línea de emisión de $H\alpha$ de estos dos objetos.

La presencia de HI en las colas de Las Antenas, donde no se detectó la emisión de $H\alpha$, ha permitido concluir que las características principales de los modelos de las simulaciones numéricas están de acuerdo con las observaciones. No obstante, el par KPG 486 no tiene observaciones en radio a 1.49 GHz que hayan detectado los brazos externos (las colas de marea o las antenas de KPG 486). Incluso a 8.44 GHz solamente se ha observado a la galaxia noreste, y es difusa (Vardoulaki et al. 2015). La Figura 5.25 muestra que la zona donde se ha observado la emisión de la línea de 21 cm es en la zona central de KPG 486 y abarca aproximadamente la misma región que la zona donde se detectó $H\alpha$ en este trabajo. Por lo tanto, no se utilizó la observación a esta región del espectro para completar el análisis cinemático en la longitud de onda de $H\alpha$ de KPG 486.

Amram et al. (1992) compararon sus resultados con los de observaciones en las frecuencias de la molécula de CO de Las Antenas (NGC 4038/39) encontradas en la literatura. El sistema KPG 486 también tiene resultados en CO, los cuales serán discutidos más adelante.

Morfología

Las Figuras 5.21 muestran las isofotas de $H\alpha$ y del continuo de la zona central de Las Antenas (NGC 4038/39). Tal como en el sistema KPG 486, la emisión de $H\alpha$ en Las Antenas fue detectada en la parte central del sistema dentro de $2' \times 2'$. Así, el estudio de Amram et al. (1992) se restringe a las componentes del disco de estas galaxias en interacción. Tampoco se detectó $H\alpha$ en los brazos espirales externos de Las Antenas.

En la Figura 5.21 se observa que la galaxia sur, NGC 4039, tiene una deficiencia de emisión de $H\alpha$ comparada con la emisión del continuo, especialmente en su zona más hacia el sur, mientras que la extensión de emisión $H\alpha$ es aproximadamente la misma que la emisión del continuo en la galaxia NGC 4038, e incluso más extendida hacia la zona noreste.

En las Figuras 5.5 se observa que la región de emisión de $H\alpha$ de KPG 486 es menor que la región de continuo. Además, en la galaxia KPG 486 SO hay mayor cantidad de emisión de $H\alpha$ hacia el norte que hacia el sur. En esta galaxia el máximo fotométrico (máximo del continuo) se encuentra en la zona sur, mientras que el máximo del monocromático está en el norte. En la galaxia KPG 486 NE, los máximos de monocromático y del continuo coinciden, pero la región norte de esta galaxia tiene mayor presencia de estas emisiones debido a que el puente que marca la interacción de este sistema se encuentra en esta región.

El núcleo de las galaxias que conforman a Las Antenas (NGC 4038/39) se encontró sin ambigüedad con las observaciones en $2.2 \mu\text{m}$ encontradas en la literatura. A diferencia de la galaxia KPG 486 SO, que presenta el máximo de emisión de $H\alpha$ en la misma posición que la imagen de $2.22 \mu\text{m}$, pero el máximo fotométrico unos segundos de arco más hacia el sur. Más adelante se discutirán las posiciones de los máximos de esta galaxia.

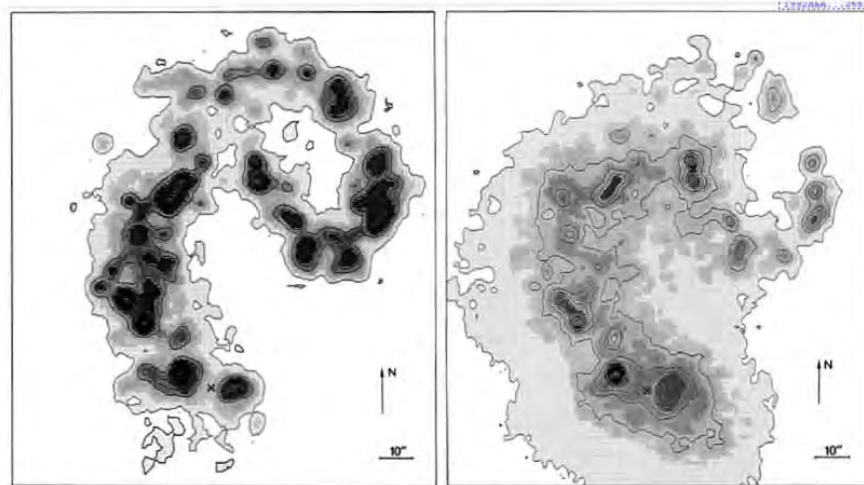


Figura 5.21: Izquierda: Mapa de $H\alpha$ de la zona central de NGC 4038/39. Derecha: Mapa del continuo de la parte central de NGC 4038/39. Las cruces indican la posición aproximada de los núcleos. Ambas imágenes tienen campo de visión de $2'.3 \times 2'$ (Amram et al. 1992)

El campo de velocidades.

El campo de velocidad obtenido para Las Antenas (NGC 4038/39) por Amram et al. (1992) consiste en 4195 pixeles de resolución espacial $0''.19$. La Figura 5.22 muestra el mapa

de velocidad obtenido después de aplicar un suavizado gaussiano de $3'' \times 3''$. El suavizado fue necesario para el trazo de las isovelocidades debido a la gran dispersión de las velocidades observadas en algunos lugares. Las líneas punteadas son dibujadas por interpolación donde no hubo detección de emisión de $H\alpha$.

Los campos de velocidades de las galaxias que componen a Las Antenas exhiben severas distorsiones y su interpretación no es sencilla, lo cual no es de sorprender, pues el estado de interacción de Las Antenas es avanzado, con dos galaxias cerca de fusionarse. NGC 4039 muestra emisión de $H\alpha$ solamente sobre la mitad de su disco óptico, por lo que solo se detecta un lado de su campo de velocidad y es difícil determinar su amplitud de velocidad (la diferencia entre la mínima y la máxima velocidad radial) exacta. Extrapolando las velocidades observadas se puede estimar que su amplitud es de aproximadamente 240 km s^{-1} .

La galaxia NGC 4038 tiene un campo de velocidades que vagamente se parece a un disco clásico en rotación. El núcleo se encuentra en una posición en la que las líneas de isovelocidades están completamente desorganizadas, incluso es difícil creer que el disco rota alrededor del núcleo. Debido a las fuertes distorsiones, es difícil dar una posición precisa del ángulo de posición del eje mayor, pero se sugiere que el eje mayor cinemático de NGC 4039 está aproximadamente orientado norte-sur y casi en ángulo recto, lo cual confirma que el sistema está en un grado avanzado de colisión.

Las Figuras 5.7 y 5.15 muestran que KPG 486 tiene un campo de velocidades ordenado hasta un cierto radio para cada galaxia: $R_{KPG486NE} \sim 5''.73$ para la galaxia noreste y $R_{KPG486SO} \sim 4''.88$ para la galaxia suroeste. Esto permitió generar curvas de rotación para cada una de las galaxias, y de esta manera, obtener un intervalo de velocidades heliocéntricas para cada una: $8783 - 8919 \text{ km s}^{-1}$ para la galaxia noreste, y $8799 - 9143 \text{ km s}^{-1}$ para la galaxia suroeste. Con este mapa de velocidades ordenado para cada galaxia también se puede concluir que KPG 486 es un sistema en estado intermedio de interacción, en el cual todavía se distingue la rotación independiente de cada galaxia.

Lo anterior también permitió obtener el intervalo de masas de cada galaxia con el criterio de Lequeux (1983) sin mucha dificultad: el intervalo de masa encontrado para la galaxia noreste es $M_{NE} = (0.6, 1.0) 1.71 \times 10^{10} M_{\odot}$, y el intervalo de masa de la galaxia suroeste es $M_{SO} = (0.6, 1.0) 1.18 \times 10^{10} M_{\odot}$, donde los límites del intervalo corresponden al caso en el que la galaxia es dominada por un disco plano para el valor mínimo y por un halo esférico masivo para el valor máximo. Para Las Antenas se determinó que las masas de las componentes eran aproximadamente iguales, con un valor de $M \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Para Las Antenas, las velocidades en NGC 4038 varían desde 1450 km s^{-1} hacia el norte, hasta 1700 km s^{-1} hacia el sur. Esto permitió dar una estimación de la masa de este objeto. Dentro de un radio de $40''$, suponiendo una velocidad máxima de rotación de 154 km s^{-1} , tomando 54° de la inclinación del radio R_{25} y utilizando el método para calcular la masa de Lequeux (1983), se encontró una masa de $M_{NGC 4038} \sim 2.0 \times 10^{10} M_{\odot}$, a 22 Mpc de distancia. Para NGC 4039, suponiendo que sus dos lados miden lo mismo, se encontró una masa de aproximadamente $M_{NGC 4039} \sim 1.9 \times 10^{10} M_{\odot}$, dentro de $50''$, con velocidad máxima rotacional de 140 km s^{-1} para los 50° de inclinación, y suponiendo un disco delgado. Así las dos galaxias parecen tener masas similares. Se observa que las masas de cada galaxia de KPG 486 son menores que las masas determinadas para cada componente de Las Antenas, y tomando en cuenta que cada masa independiente se encuentra dentro de un intervalo entre 0.6 y 1, podrían considerarse como casi iguales entre ellas, como se encontró para Las Antenas.

Se encontró que las galaxias componentes de Las Antenas tienen velocidades radiales heliocéntricas $V_R = 1630 \text{ km s}^{-1} \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ para el núcleo de NGC 4038, y $V_R = 1600 \text{ km s}^{-1} \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ para el núcleo de NGC 4039, valores que van de acuerdo a los encontrados en la literatura.

Para el sistema KPG 486, que está a $\sim 118.4 \text{ Mpc}$ ($H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) se encontró la velocidad de los centros cinemáticos: $V_{R_{NE}} = 8883 \text{ km s}^{-1}$ para la galaxia KPG 486 NE y $V_{R_{SO}} = 8880 \text{ km s}^{-1}$ para la galaxia KPG 486 SO. La cinemática de cada galaxia del sistema KPG 486 no había sido estudiada de manera independiente en ninguna longitud de onda, por lo que en la literatura hay diferentes velocidades radiales heliocéntricas. Por ejemplo, en este trabajo se encuentra que en promedio el sistema tiene velocidad de $V_R = 8882 \text{ km s}^{-1}$, mientras que en el óptico en el catálogo HyperLEDA (2016) tiene una velocidad de $V_R = 8855 \text{ km s}^{-1}$ y Hummel et al. (1987), que hicieron estudios en 1.49 GHz, encontró $V_R = 8841 \text{ km s}^{-1}$.

A diferencia de KPG 486, en Las Antenas solamente algunos pixeles mostraron perfiles dobles de $H\alpha$ que corresponden a la superposición en la línea de visión del material de ambas galaxias, lo que indica que Las Antenas no tienen una zona de interacción con alta densidad sobre la línea de visión.

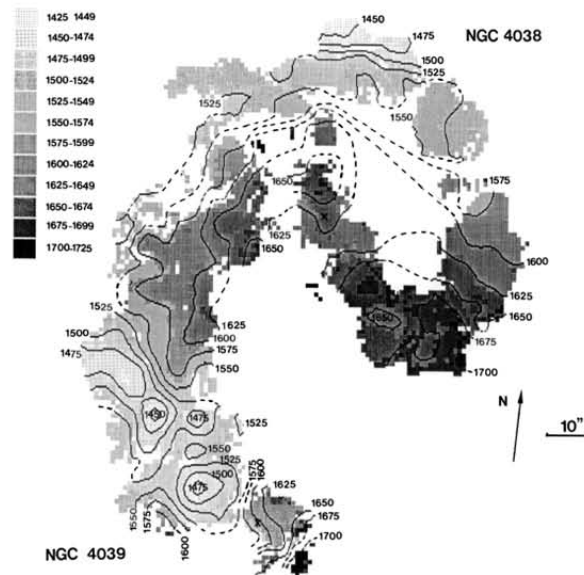


Figura 5.22: Campo de velocidades del gas ionizado en la parte central de NGC 4038/39. La posición aproximada de los núcleos está señalada con las cruces. La imagen se encuentra en un campo de visión de $2' \times 2'$ (Amram et al. 1992).

Amram et al. (1992) compararon el campo de velocidades obtenido con CO, el cual se muestra en el panel izquierdo de la Figura 5.23, con el campo de velocidades que encontraron con las observaciones en $H\alpha$, (panel derecho de la Figura 5.23) a la misma área y en la misma escala. Así, en general, las velocidades tienden a ser similares.

En la literatura existen modelos teóricos de simulaciones numéricas sobre Las Antenas que coinciden con las observaciones. Es necesario analizar las condiciones iniciales y paso a paso la secuencia temporal de las simulaciones de la interacción por paso la interacción, para

verificar si el estado de interacción de KPG 486 coincide con algún momento previo al grado de interacción de Las Antenas.

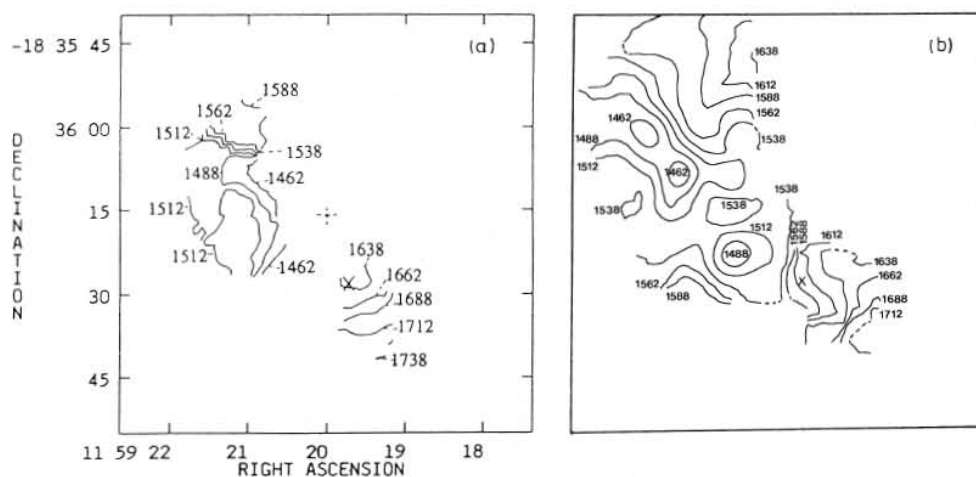


Figura 5.23: Comparación del campo de velocidades del CO (izquierda) con el campo de velocidades de $H\alpha$ (derecha), a la misma escala. Las cruces indican la posición aproximada de los núcleos (Amram et al. 1992).

5.2.2. Posición de los máximos fotométricos

Condon et al. (1990) y Hummel et al. (1987) publicaron observaciones en radio, indicando que las coordenadas de los máximos de emisión de la galaxia noreste se encuentran en $\alpha_{1950} = 16h10m24.56s$, $\delta_{1950} = +52^{\circ}35'05''.2$ y $\alpha_{1950} = 16h10m24.54s$, $\delta_{1950} = +52^{\circ}35'05''.3$. Las coordenadas de la banda R del núcleo de la galaxia noreste obtenidas por Dinshaw et al. (1999) son $\alpha_{1950} = 16h10m24.57s$, $\delta_{1950} = +52^{\circ}35'04''.8$. En este trabajo se encontró que el máximo de emisión de $H\alpha$ tiene coordenadas $\alpha_{1950} = 16h10m24.5s$, $\delta_{1950} = +52^{\circ}35'06''$ y difiere mínimamente del máximo de emisión del continuo, que está en $\alpha_{1950} = 16h10m23.7s$, $\delta_{1950} = +52^{\circ}35'6''$, por lo tanto se utilizó este máximo fotométrico como centro de la galaxia.

En la Figura 5.25 se muestran los contornos de la emisión del continuo en radio de 1.49 GHz, con resolución de $1''.5$ publicado por Condon et al. (1990), superpuestos sobre la imagen de $2.2 \mu m$ de NICMOS, de KPG 486. Se puede observar que, en la galaxia suroeste, el máximo de emisión de radio no coincide con el máximo obtenido en la imagen de $2.2 \mu m$. En el panel derecho de la Figura 5.3 se observa evidencia de emisión difusa cerca del máximo de la emisión de radio, zona que es propuesta por Dinshaw et al. (1999) como un candidato más probable para la región nuclear de KPG 486 SO, o bien, que existe la posibilidad de que este máximo detectado por NICMOS sea una estrella de campo.

En el panel derecho de la Figura 5.5, en la que los contornos de emisión de $H\alpha$ encontrados con los datos del PUMA están superpuestos a la imagen de $2.22 \mu m$ de NICMOS, se puede observar que el máximo de emisión de $H\alpha$ coincide con el máximo detectado por NICMOS. En la Figura 5.24, se muestran los contornos del continuo sobre el mapa del monocromático. En blanco, se superpuso el perfil de emisión de cada pixel. Aunque esta emisión se encuentra en unidades arbitrarias, se distingue el máximo de la emisión de $H\alpha$ detectado por el PUMA, señalado por las flechas en dicha figura.

La emisión de $H\alpha$ de una estrella de campo no puede ser detectada con el filtro con el

que se realizó la observación a KPG 486, pues para obtener la emisión de $H\alpha$ observada en el sistema de referencia heliocéntrico, se utilizó un filtro de 6819 \AA con FWHM de 86 \AA . Es posible concluir que este máximo en la galaxia suroeste, detectado por NICMOS y por el PUMA, es parte de esta galaxia.

A diferencia de la galaxia noreste, en KPG 486 SO el máximo de emisión de $H\alpha$ no coincide con el máximo de emisión del continuo. Esto puede verse al comparar las Figuras 5.5, 5.6 y 5.24, en las que los contornos de ambas emisiones se ilustran, ya sea sobre la imagen de NICMOS o sobre los pixeles del PUMA.

La posición de estos máximos sobre la galaxia suroeste difiere por algunos segundos de arco. La posición del máximo del monocromático es $\alpha_{1950_{H\alpha}} = 16h10m24s$, $\delta_{1950_{H\alpha}} = +52^{\circ}35'2''$, y la del máximo del continuo, $\alpha_{1950_{cont}} = 16h10m24.1s$, $\delta_{1950_{cont}} = +52^{\circ}35'1''$. Por lo tanto, se obtiene que la distancia entre los núcleos es 3.63 kpc, a diferencia de la reportada por Dinshaw et al. (1999) que es 3.2 kpc. Ninguno de estos puntos coincide con el máximo del continuo ni con los puntos señalados por Dinshaw et al. (1999) y Condon et al. (1990) como los núcleos de la galaxia suroeste.

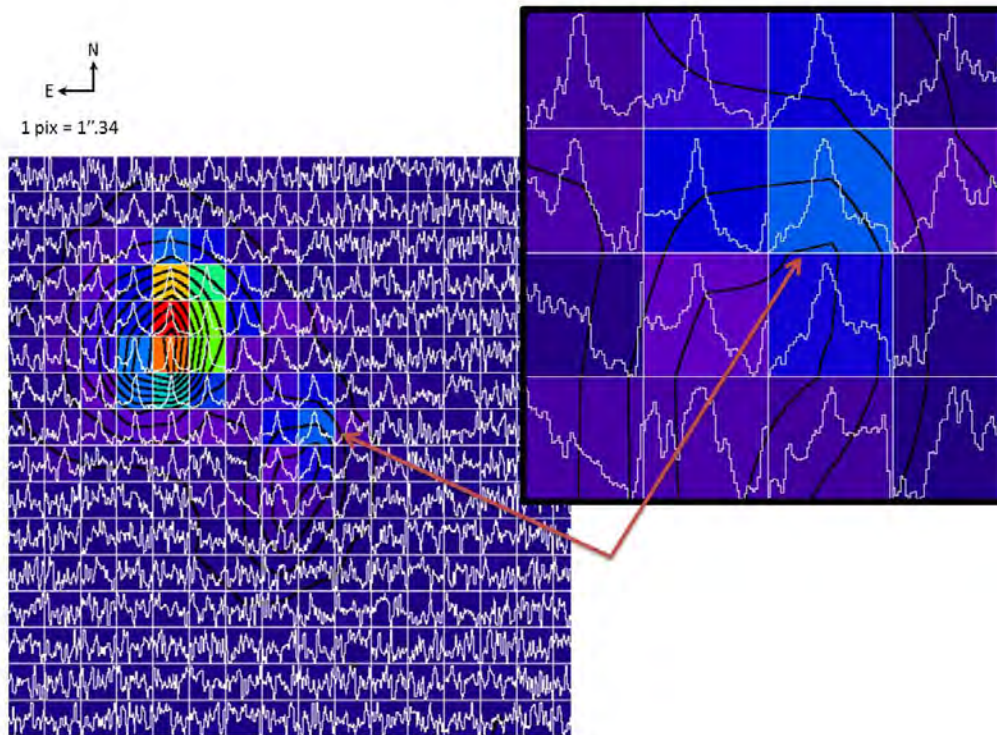


Figura 5.24: A la izquierda se muestran los contornos del continuo de la emisión de $H\alpha$ obtenido con el Puma (negro) sobre la imagen del monocromático de $H\alpha$ del Puma (pixeles). En blanco se muestran los perfiles de emisión de cada pixel. El campo de visión de la imagen de fondo es $21''.44$, y el de la imagen de la derecha es $5''.36$.

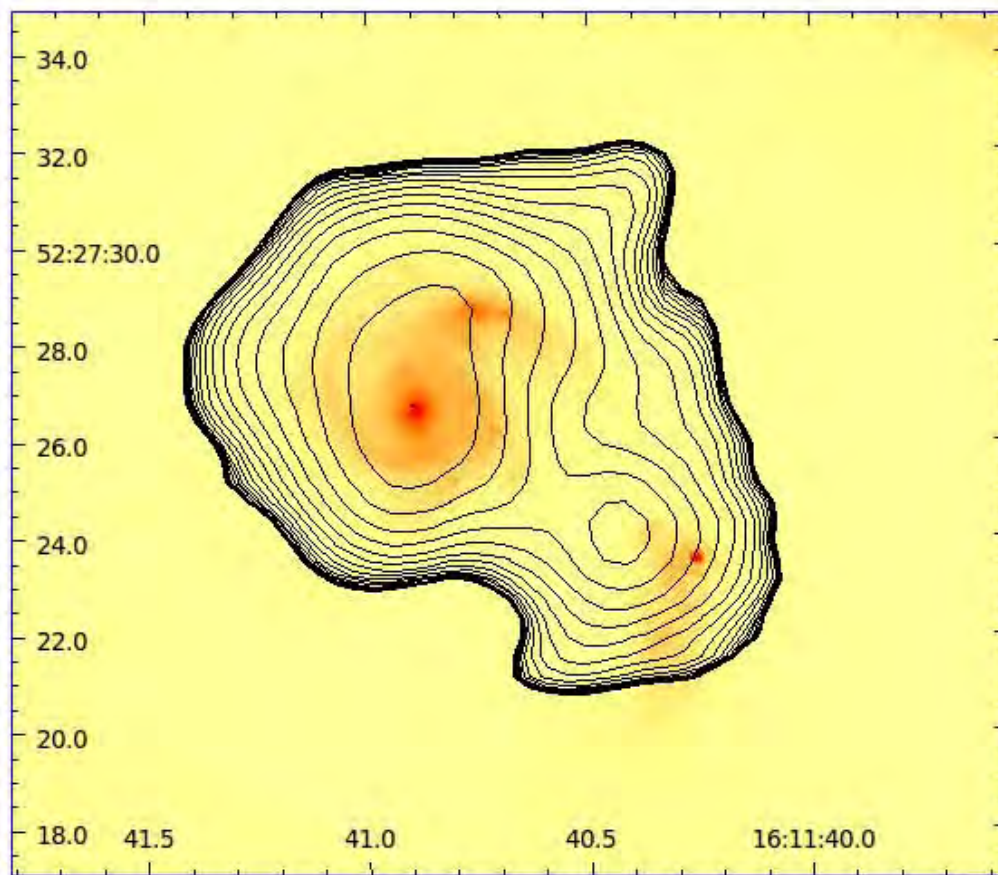


Figura 5.25: Contornos de la emisión del continuo de radio en 1.49 Ghz (Condon et al. 1990) superpuestos sobre la imagen de 2.22 μm de NICMOS. El campo de visión de la imagen es de $17''$.

5.2.3. La barra en la galaxia NE

El panel derecho de la Figura 5.3 muestra los contornos de la imagen de 2.22 μm de NICMOS. En la galaxia noreste, estos contornos señalan la presencia de una barra. Aunque con una menor resolución, los contornos de monocromático y continuo que se obtuvieron con el PUMA, también indican la figura de una barra, según las Figuras 5.5. Además, en el mapa de isovelocidades de KPG 486 NE, Figuras 5.7 y 5.15, se puede observar asimetría respecto al eje menor cinemático, lo cual confirma la presencia de una barra.

Simulaciones numéricas muestran que, durante la fusión de dos galaxias, las fuerzas de marea de la galaxia compañera desencadenan la formación de una barra en el disco de la galaxia perturbada. La barra genera actividad de formación estelar debido al movimiento rápido de grandes cantidades de gas hacia las regiones centrales. La barra actúa como generador de actividad de formación estelar debido a la fusión de grandes cantidades de gas en las regiones nucleares. Una correlación entre las barras centrales y la actividad estelar se encuentra presente en galaxias Seyfert, y hay evidencia de que hay una cantidad importante de galaxias con brotes de formación estelar (*starburst*) que contienen barras estelares en sus discos (Dinshaw et al. 1999).

5.2.4. Brazos externos de KPG 486.

De acuerdo al estudio de Miralles-Caballero et al. (2011) realizado con imágenes de la cámara 'Advanced Camera for Surveys' del *Hubble Space Telescope (HST)*, en las bandas $F435W$ ($\sim B$) y $F814W$ ($\sim I$), con resolución de $0.025'' \text{pixel}^{-1}$, KPG 486 revela regiones compactas (nodos), con brillo superficial alto ($M_{F435} < -12.5$) y más azules que las galaxias ($M_{F435W} - M_{F814W} < 1$) huésped. Esto también se puede observar en la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ NICMOS (fig. 5.2). La distribución espacial de los nudos sobre todo el sistema se muestra en la Figura 5.26, donde el tamaño de los nodos está relacionado con su magnitud absoluta y su color con el color fotométrico $M_{F435} - M_{F814}$. Se observan nudos desde una distancia de 5 kpc de la zona central, hasta a más de 10 kpc, localizados en las colas de marea y las puntas de las colas. Las magnitudes más brillantes azules en la región central sugiere que debe haber mayor formación estelar joven ahí que en las zonas externas.

Con las observaciones realizadas con el PUMA no se detectó emisión de hidrógeno ionizado en las antenas, por lo que no fue posible adjuntar en este trabajo un análisis cinemático independiente a las galaxias principales de los nodos observados.

La fusión de sistemas visibles no sigue la misma velocidad que los halos de materia oscura, por lo que es probable que las galaxias de un nivel alto de interacción ya tengan un halo común. No se encontraron observaciones en radio en las frecuencias 1.49 GHz y 8.44 GHz que hayan detectado los brazos externos (las antenas) (Vardoulaki et al. 2015) para completar la información cinemática al exterior del sistema y así realizar un análisis del halo de KPG 486.

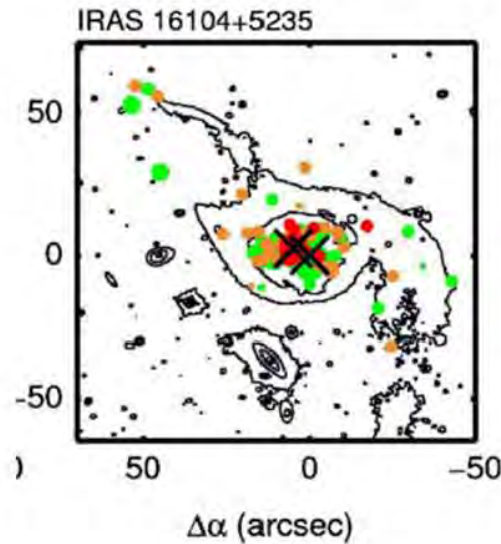


Figura 5.26: Nudos que resalta Miralles-Caballero et al. (2011) en en NGC 6090 = IRAS 16104+5235, la distinción de colores va del rojo al verde respecto a la intensidad de brillo y tamaño de cada nodo. El campo de visión de esta imagen es $115''$ (Miralles-Caballero et al. 2011).

5.2.5. Estimación de las masas

Las observaciones en 115.3 GHz, que corresponde la transición de la molécula de CO ($J = 1 \rightarrow 0$), fueron reportadas por Sanders et al. (1990) y Bryant & Scoville (1999). En

Sanders et al. (1990), la masa de gas molecular fue calculada a partir de las intensidades de CO suponiendo una conversión de factor constante entre las líneas de emisión de CO y la masa de hidrógeno molecular:

$$M(H_2)[M_\odot] = 4.78 L_{CO} [K km s^{-1} pc^2], \quad (5.1)$$

donde la constante 4.78 corresponde al factor de conversión entre CO y H₂. Para el sistema KPG 486 se encuentra $L_{CO} = 2.9 \times 10^9 [K km s^{-1} pc^2]$, por lo que se obtiene $M(H_2) = 1.4 \times 10^{10} M_\odot$.

Bryant & Scoville (1999) describen a KPG 486 como un una fusión de galaxias que muestra una componente de gas singular centrada en los núcleos, la emisión de CO aparece elongada y alineada a lo largo de la dirección del radionúcleo (P.A.= 60°). Con las observaciones en CO (1→0) dedujeron el ancho de línea del máximo de emisión, obteniendo $\Delta v = 136 km s^{-1}$, con el que determinaron la masa dinámica, $M_{dyn} = 4.6 \times 10^9 M_\odot$, suponiendo simetría esférica. Luego, usando el factor de conversión

$$M_g = 1.2 \times 10^4 F_{CO} D_{Mpc}^2 (1+z)^{-1} M_\odot, \quad (5.2)$$

estimaron la masa del gas nuclear, $M_g = 2.29 \times 10^{10} M_\odot$. Esta diferencia de masas, explican Bryant & Scoville (1999), se debe a efectos de la inclinación, lo que provoca que la masa dinámica se subestime respecto a la masa real; o bien, a que el factor de conversión genera sobre-estimación de la masa real del gas.

Por otra parte, Martin et al. (1991) realizaron un estudio a 90 LIRGs en 18 y 21 cm, obteniendo para KPG 486 en 21 cm, la velocidad heliocéntrica, $v_{helio} = 8841 km s^{-1}$. La masa, en HI se calculó con la fórmula:

$$M_{HI}/M_\odot = 2.36 \times 10^5 F_{HI} D^2, \quad (5.3)$$

donde F_{HI} es el flujo en HI y D la distancia en Mpc. Estos parámetros de KPG 486 son: $\log F_{HI} = 3.194 Jy km s^{-1}$, $D = 123.2 Mpc$, de donde, $M = 3.9 \times 10^{10} M_\odot$.

La Tabla 5.5 contiene los valores de la masa del sistema KPG 486 en las distintas zonas del espectro con los métodos descritos arriba. El intervalo de la suma de las masas encontradas en este trabajo con las curvas de rotación de cada galaxia que compone a KPG 486 son del mismo orden de magnitud que las masas obtenidas con la razón masa-luminosidad de las observaciones sobre CO y HI. Sin embargo, la masa del sistema calculada con la ecuación (3.39) de Karachentsev, I. (1987), es un orden de magnitud menor, tal como en el trabajo de Bryant & Scoville (1999) al calcular la masa dinámica.

El intervalo de masas de la galaxia KPG 486 que se obtuvo es $M_{NE} = (0.89, 1.48) \times 10^{10} M_\odot$, y para la galaxia KPG 486 SO se encontró intervalo de masas $M_{NE} = (0.65, 1.08) \times 10^{10} M_\odot$. Así, el intervalo de la suma de las masas es $M_{suma} = (1.53, 2.56) \times 10^{10} M_\odot$. La masa del sistema de galaxias suponiendo un órbita circular es $M = 0.182 \times 10^{10} M_\odot$ y la masa dinámica encontrada por Bryant & Scoville (1999) fue $M = 0.46 \times 10^{10} M_\odot$. Ninguno de estos dos últimos valores de la masa se encuentra dentro del intervalo de la suma de masas independientes.

Vemos, al suponer que la órbita de las galaxias componentes de KPG 486 tiene inclinación $i = 90^\circ$ respecto al plano del cielo, y como el estado de fusión del sistema produce que el

ángulo respecto a la línea de visión sea mínimo, obteniendo $\cos\Omega \simeq 1$, se estimó el valor máximo de la masa orbital circular que es posible encontrar con la ecuación (3.39), pues estos factores de proyección reducen esta cantidad si son diferentes a los supuestos en este trabajo. Como las masas obtenidas con la velocidad máxima de rotación tienen el mismo orden que las masas obtenidas con la relación masa-luminosidad en diferentes longitudes de onda, podemos descartar que la diferencia de las masas se deba a un error en el cálculo de las velocidades de rotación de cada galaxia. También se excluye la posibilidad de que la diferencia de masas se deba a que KPG 486 sea un par ficticio, pues este sistema se encuentra en un estado intermedio de fusión. Por lo tanto, la explicación de la diferencia en el orden de las masas se debe a los efectos de proyección de la órbita de la galaxia compañera.

Autor		Masa [$M_{\odot} \times 10^{10}$]
Sanders et al. (1990)	H_2	1.4
Bryant & Scoville (1999)	CO_{dyn}	0.46
	CO_{gas}	2.29
Hummel et al. (1987)	HI	3.9
En este trabajo	$H\alpha_{suma}$	(1.73, 2.89)
	$H\alpha_{orbital}$	0.198

Tabla 5.5: Masas del sistema KPG 486

5.2.6. Sobre la interacción y la tasa de formación estelar

Las interacciones aceleran la formación estelar conforme el gas se comprime en choques y colisiones de nubes. Estos ocurren en regiones en donde el gas molecular que se encuentra a lo largo de los brazos espirales interactúa con el gas molecular central entre núcleos. No se encuentran brotes de formación estelar en todas las colisiones, pues este efecto depende de la orientación de los discos y la geometría orbital.

La formación de un brote de formación estelar también será afectada por la rotación de cada galaxia. Si la rotación de la galaxia noreste es tal que los brazos espirales son *trailing*, se explicaría por qué los brotes de formación estelar están ocurriendo en el brazo noroeste. Al respecto, Sugai et al. (2004), que realizaron un análisis de la presencia de la molécula de H_2 sobre KPG 486, sugieren que las nubes de gas molecular en el brazo noreste están exactamente terminando una interacción con el gas molecular central. Esas nubes de gas están comprimidas y causan intensa formación de estrellas, la cual enseguida producen aumento en la metalicidad.

Una prueba a la propuesta de Sugai et al. (2004) es, en primer lugar, la presencia de picos de emisión dobles en el puente. Se encontró que cada uno de los picos corresponde a la emisión de gas de hidrógeno ionizado de cada galaxia componente del sistema KPG 486, lo cual se determinó al ajustar Gaussianas a cada pico y obtener que la velocidad media de cada uno corresponde a distinto intervalo de velocidades. Uno de estos intervalos de velocidades es el de la galaxia noreste y el otro de la galaxia suroeste. Y, en segundo lugar, se pudo demostrar que los brazos de la galaxia noreste rotan en sentido *trailing*. Por lo tanto, el gas ionizado que se encuentra en el brazo norte se está alejando de la galaxia suroeste, dejando

gas molecular que genera formación estelar.

Capítulo 6

Conclusiones

Se realizó la observación del par de galaxias KPG 486 en la longitud de onda de la línea de emisión $H\alpha$ (6563\AA) con el telescopio de 2.1 m que se encuentra en el Observatorio Astronómico de San Pedro Mártir, Ensenada, México, utilizando el interferómetro Fabry-Perot de barrido, el PUMA. Con estos datos se obtuvieron la cinemática y dinámica de este sistema. Los resultados se compararon con los resultados de observaciones sobre las longitudes de onda de la emisión de CO y de HI encontradas en la literatura, así como con un análisis análogo al de este trabajo sobre Las Antenas (NGC 4038/39).

La emisión de $H\alpha$ se encontró en un área de $21''.44 \times 21''.44$ dentro de la zona central del sistema. Es decir, no se detectó emisión de hidrógeno ionizado en las antenas.

A los datos obtenidos con el PUMA se les aplicó la reducción de datos estándar: sustracción de rayos cósmicos, bias y patrones de líneas del cielo (líneas de OH). Se les aplicó un suavizado espectral de 57 km s^{-1} . Después se obtuvieron los mapas de emisión de $H\alpha$, del continuo, de velocidades y de dispersión de velocidades.

En imágenes directas las galaxias del sistema KPG 486 son similares a las galaxias Las Antenas (NGC 4038/39), en el sentido de que ambas presentan dos colas de marea que asemejan unas antenas y parecen encontrarse en un estado avanzado de interacción. En este trabajo se realizó la comparación del análisis de una observación en la misma longitud de onda y con un interferómetro Fabry-Perot de barrido, distinto al PUMA, sobre La Antenas, realizado por Amram et al. (1992). Las imágenes monocromática y del continuo y los mapas velocidades, muestran que el sistema KPG 486 está compuesto por dos galaxias en estado intermedio de fusión, pues es posible distinguir entre una galaxia y otra en cada uno, mientras que estos mismos mapas de las galaxias que conforman Las Antenas demuestran que su grado de interacción es avanzado.

Con los datos obtenidos con el PUMA, se encontró que la galaxia KPG 486 noreste tiene una barra y que su centro fotométrico y el máximo de emisión de $H\alpha$ coinciden entre ellos, y con el centro de la imagen de $2.22 \mu\text{m}$ encontrada en la literatura. A diferencia de la galaxia KPG 486 suroeste, cuyo máximo de emisión de $H\alpha$ (observado con un filtro de 6819\AA , debido al corrimiento al rojo de esta galaxia) coincide con el máximo de la imagen de $2.22 \mu\text{m}$, lo que indica que esta zona es parte de esta galaxia, pero al no coincidir con su centro fotométrico, no es posible definirlo como el núcleo de ésta; ninguno de estos tres máximos coincide con el centro fotométrico en HI.

El mapa de velocidades de cada galaxia en el sistema KPG 486 es ordenado hasta un cierto

radio, con el que fue suficiente obtener la curva de rotación de cada galaxia, su velocidad máxima de rotación y, con esto, la masa de cada una. Se encuentra que la suma de las masas es comparable con las masas determinadas en otras longitudes de onda con otros métodos extraídas de la literatura. Además, se estimó la masa orbital del sistema, que considera que una de las galaxias rota en torno a la otra, obteniendo una cantidad del mismo orden que la masa dinámica calculada con observaciones en CO.

Se encontraron perfiles de emisión de $H\alpha$ dobles, determinando que su media y su dispersión corresponden a una y a otra galaxia. El mapa del continuo permitió inferir la demostración de que la galaxia noreste tiene sus brazos *trailing* en la zona donde fue detectada la emisión, lo cual no da a conocer el sentido de movimiento de los brazos externos del sistema KPG 486, es decir, de sus antenas. No obstante, con estos datos se infiere que el puente de interacción de este sistema es una zona de formación estelar, lo cual será confirmado cuando se calibre el flujo de emisión de $H\alpha$ observado con el PUMA (que se contempla como parte del trabajo a futuro). Como este efecto de formación estelar no sucede en todas las interacciones, pues depende de la orientación de los discos y la geometría de la órbita, se imponen condiciones iniciales para las simulaciones numéricas.

En la literatura existen modelos teóricos de simulaciones numéricas sobre Las Antenas que coinciden con las observaciones sobre esta galaxia. Los análisis del paso temporal, de simulaciones que estamos en proceso de reproducir, ayudarán a verificar si el estado de interacción de KPG 486 coincide con un momento previo al grado de interacción de Las Antenas.

Apéndice A

Brazos espirales

Considérese una galaxia de disco vista de frente con brillo superficial $I(R, \phi)$, donde (R, ϕ) son las coordenadas polares en el plano del disco, centradas en el centro galáctico. Si la distribución de brillo superficial no cambia bajo una rotación de $2\pi/m$ radianes, $I(R, \phi + 2\pi/m) = I(R, \phi)$, se dice que la galaxia tendrá simetría rotacional m plegada¹ y m brazos ($m > 0$).

El ancho de la estructura espiral puede ser parametrizada por la amplitud de sus componentes de Fourier, definidos al expresar el brillo superficial como una serie de Fourier,

$$\frac{I(R, \phi)}{\bar{I}(R)} = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} A_m(R) \cos m[\phi - \phi_m(R)] \quad (A_m(R) > 0). \quad (\text{A.1})$$

Donde $\bar{I}(R) \equiv (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\phi i(R, \phi)$ es el brillo superficial azimutal promedio en el radio R , y A_m y ϕ_m son la amplitud y la fase de la componente de Fourier m -ésima.

Si una sola componente de Fourier m domina la estructura espiral, el ancho también puede ser parametrizado con la razón del brillo superficial del brazo-interbrazo K , la cual está relacionada con A_m por,

$$K = \frac{1 + A_m}{1 - A_m} \quad (\text{A.2})$$

La mayoría de las galaxias espirales *grand-design* tienen dos brazos y aproximadamente simetría rotacional de dos pliegues. En el cercano infrarrojo, el cual traza la densidad superficial, la amplitud de los brazos se encuentra en el intervalo $0.15 \leq A_2 \leq 0.6$, que corresponde a las razones brazo-interbrazo $1.4 \leq K \leq 5$. Las espirales *grand-design* con $m \neq 2$ son raras, aunque una fracción importante de galaxias de disco exhibe distorsiones de desequilibrio ($A_1 \geq 0.2$) en sus zonas externas, y una descomposición cuidadosa de Fourier ocasionalmente revela un patrón de tres brazos espirales. El dominio de patrones de dos brazos en galaxias espirales *grand-design* es un hecho observacional que aún necesita explicación en una teoría exitosa de la estructura espiral (Binney & Tremaine 2008).

¹m-fold rotational symmetry

Apéndice B

Distribución de Gauss

Sea una función $G(x)$ tal que:

$$\begin{aligned} G(-\infty) &= 0, & G(+\infty) &= 1, & \lim_{x \rightarrow \infty} G(x) &= 1, \\ G(x_1) &\leq G(x_2) & \text{si } x_1 &< x_2 \\ G(x^+) &= G(x), \end{aligned}$$

existe un proceso aleatorio y una variable aleatoria definida en este proceso con una función de distribución $G(x)$.

La función $G(x)$ define las variables aleatorias, que en efecto, proveen una buena aproximación del comportamiento aleatorio de ciertas cantidades físicas (Léna et al. 2012).

La función normal o Distribución Gaussiana.

La densidad de probabilidad de la distribución normal está dada por

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] = N(x; \mu, \sigma^2). \quad (\text{B.1})$$

La distribución tiene dos parámetros: μ (posición) y σ (escala).

Su correspondiente función de distribución es

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(u) du = 0.5 + \text{erf}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right), \quad (\text{B.2})$$

donde $\text{erf}(x)$ denota la *función error*, que puede ser encontradas en tablas de funciones o programadas.

El parámetro μ es la media (o promedio) y σ^2 es la varianza de la distribución. Los momentos impares alrededor de la media son cero, y los momentos pares alrededor de la media están dados por

$$\mu_{2r} = \frac{(2r)!}{2^r r!} \sigma^{2r}. \quad (\text{B.3})$$

Los dos parámetros, μ y σ definen completamente la distribución normal. El ancho de la mitad del pico, llamado *Full Width at Half Maximum* o FWHM, está dado por

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2} \simeq 2.3548\sigma. \quad (\text{B.4})$$

La variable aleatoria $\mathbf{y} = (\mathbf{x} - \mu)/\sigma$ es una variable aleatoria distribuida normalmente con media cero y varianza uno. Ésta es llamada la *variable aleatoria reducida normal*.

Un gran número de fenómenos físicos generan cantidades que son distribuidas normalmente. El intervalo $[-Q, +Q]$ tal que la variable aleatoria reducida correspondería a la probabilidad de casi 1 es,

$$P\left\{\left|\frac{\mathbf{x} - \mu}{\sigma}\right| < Q\right\} = 1 - \alpha. \quad (\text{B.5})$$

El parámetro Q determina el intervalo de confianza $(1 - \alpha)$. La Tabla B.1 contiene los valores de Q para varios valores de α .

$(1 - \alpha)[\%]$	50	68.3	90.0	95.0	95.4	99.0	99.7	99.9
Q	0.6745	1	1.64	1.96	2	2.5758	3	3.2905

Tabla B.1: Intervalos de confianza de la distribución normal (Léna et al. 2012).

Bibliografía

- Acosta-Pulido, J., Klaas, U., Laureijs, R. & Schulz, B. (1996), *Astronomy and Astrophysics* **315**, L121–L124.
- Amram, P. (1991), Etude cinématique du gaz ionisé dans les galaxies spirales. Importance de l'environnement: galaxies binaires et galaxies d'amas, PhD thesis, Marseille: Université de Provence.
- Amram, P., Boulesteix, J. & le Coarer, E. (1992), *Astronomy and astrophysics* **266**, 106–112.
- Barnes, J. E. & Hernquist (1992), *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 705–742.
- Binney, J. & Tremaine, S. (2008), *Galactic dynamics*, 2 edn, Princeton, New Jersey, Princeton University Press.
- Bonnarel, F. P. F., Bienaymé, O., Egret, D., Genova, F., Louys, M., Ochsenbein, F., Wenger, M. & Bartlett, J. (2000), *Astronomy and Astrophysics* **315**, 33–40.
- Born, M. & Wolf, E. (1999), *Principles of Optics*, 7 edn, Pergamon Press, Inglaterra.
- Bosma, A. (1981), *Astronomical Journal* **86**, 1825–1846.
- Bryant, P. M. & Scoville, N. Z. (1999), *The Astronomical Journal* **117**, 2632–2655.
- Combes, F. (2000), *Galaxies and Cosmology.*, 2 edn, Addison-Wesley., Astronomy and Astrophysics Library Alemania.
- Condon, J., Helou, G., Sanders, D. & Soifer, B. (1990), *The Astrophysical Journal* **73**, 359–400.
- Diagle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin, L. & Amram, P. (2006), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368**, 1016–1024.
- Dinshaw, N., Evans, A. S., Harland, E., Scoville, N. Z. & Rieke, M. (1999), *The Astrophysical Journal* **525**, 702–708.
- Dressler, A. (1980), *The Astrophysical Journal* **236**, 351–365.
- Estalella, R. & Anglada., G. (1999), *Introducción a la física del medio interestelar*, Edicions de la Universitat de Barcelona., Barcelona, España.

- Fuentes-Carrera, I. L. (1999), Dinámica de galaxias interactuantes., Tesis de licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Fuentes-Carrera, I. L. (2003), Cinemática y dinámica de pares de galaxias en interacción., PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Amram, P. & Dultzin-Hacyan, D. (2004), *Astronomy and Astrophysics* **415**, 451–469.
- Hecht, E. (2002), *Optics*, 4 edn, Addison Wesley, San Francisco, CA, EUA.
- Hubble, E. P. (1922), *Astrophysical Journal* **56**, 162–199.
- HubbleSite-Gallery. (2008), ‘The Hubble Heritage (STScI/AURA)-ESA/Hubble, Col. A. Evans and G. Ostlin’, <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2008/16/image/bx/>.
- Hummel, E., van der Hulst, J., Keel, W. & Jr., R. K. (1987), *Astronomy and Astrophysics* **70**, 517–530.
- HyperLEDA (2016), ‘Makarov, Dmitry and P. Prugniel and N. Terekhova and H. Courtois and I. Vauglin’, <http://leda.univ-lyon1.fr/>.
- Karachentsev, I. (1987), ‘Catalogue of isolated pairs of galaxies in northern hemisphere.’, <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept02/Keel/frames.html>.
- Krassovsky, V. I., Shefov, N. & Yarin, V. I. (1962), *Planetary and Space Science* **9**, 883–915.
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. (1912), *Harvard College Observatory Circular* **173**, 1–3.
- Léna, P., Daniel, R., Lebrun, F., Mignard, F. & Pelat, D. (2012), *Observational Astrophysics*, 10, 3 edn, Springer, Heidelberg. En colaboración con Laurent Mugnier ; tr. S. Lylee.
- Lequeux, J. (1983), *Astronomy and Astrophysics* **570**, 394–395.
- Longair, S. (2008), *Galaxy Formation*, 2 edn, Springer, Heidelberg.
- Makarov, D., Prugniel, P., Terekhova, N., Courtois, H. & Vauglin, I. (2014), *Astronomy and Astrophysics* **125**, 12.
- Malacara, D. (2004), *Óptica básica*, 2 edn, Fondo de Cultura Económica, México, D. F.
- Martin, J., Bottinelli, L., Dennefeld, M. & Gouguenheim, L. (1991), *Astronomy and Astrophysics* **245**, 393–417.
- Mihalas, D. & Binney, J. (1981), *Galactic astronomy : Structure and kinematics*, 2 edn, W.H-Freeman and Company., San Francisco, EUA.
- Miralles-Caballero, D., Colina, L., Arribas, S. & Duc, P.-A. (2011), *The Astronomical Journal* **142**, 79–110.

- Mo, H., van den Bosch, F. & White, S. (2010), *Galaxy Formation and Evolution*, 1 edn, Cambridge University Press, Nueva York, EUA.
- Murdin, Paul (2001), ‘Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics’, <http://eaa.crcpress.com/>.
- NASA/IPAC (2014), ‘NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)’, <https://ned.ipac.caltech.edu/>.
- Nordsieck, K. H. (1973), *Astrophysical Journal* **184**, 719–734.
- Pasha, I. I. (1985), *Soviet Astronomy Letters* **11**, 1–4.
- Repetto, P. (2011), Estudio cinemático y dinámico de galaxias en interacción y aisladas, PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Repetto, P., Rosado, M., Gabbasov, R. & Fuentes-Carrera, I. (2010), *The Astronomical Journal* **139**, 1600–1613.
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A. & Cobos, F. (1995), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Serie de Conferencias* **3**, L121–L124.
- Rubin, V. C., Thonnard, N. & Ford, W. K. J. (1978), *Astrophysical Journal, Letters* **225**, L107–L111.
- Sanders, D., Scoville, N. & Soifer, B. (1990), *The Astrophysical Journal* **370**, 263–266.
- Schneider, P. (2006), *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*, 1 edn, Springer Verlag, Berlin.
- Schweizer, F. (1986), *Science* **231**, 227–234.
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R. & Rieke, M. (2000), *The Astronomical Journal* **119**, 991–1061.
- Sugai, H., Hattori, T., Kawai, A. & Ozaki, S. (2004), *The Astrophysical Journal* **615**, 89–92.
- Toomre, A. & Toomre, J. (1972), *The Astronomical Journal* **178**, 623–666.
- Vardoulaki, E., Charmandaris, V., Murphy, E., Diaz-Santos, T., Armus, L., Evans, A. & Mazzarella, J. (2015), *Astronomy and Astrophysics* **574**, 31.
- Vázquez Pérez, C. (2015), Cinemática y dinámica de galaxias aisladas., Tesis de maestría, Universidad Nacional Autónoma de México.