



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES  
UNIDAD MORELIA

ESTUDIO DE LOS PARÁMETROS FÍSICOQUÍMICOS DEL  
DISCO PROTOPLANETARIO 2MASS J16042165-2130284

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADA EN GEOCIENCIAS

PRESENTA:

ANA PAOLA DELGADO SORIA

TUTOR:

DR. LUIS ALBERTO ZAPATA GONZÁLEZ

ESCUELA  
NACIONAL  
DE ESTUDIOS  
SUPERIORES  
  
UNIDAD MORELIA

Morelia, Michoacán, Noviembre 2024



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.





ESCUELA  
NACIONAL  
DE ESTUDIOS  
SUPERIORES  
**mm**  
UNIDAD MORELIA

**10**  
años  
(2011-2021)

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO ESCUELA  
NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES UNIDAD MORELIA  
SECRETARÍA GENERAL  
SERVICIOS ESCOLARES

**MTRA. IVONNE RAMÍREZ WENCE**

DIRECTORA

DIRECCIÓN GENERAL DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR

**PRESENTE**

Por medio de la presente me permito informar a usted que en la **sesión ordinaria 01** del **Comité Académico de la Licenciatura en Geociencias** de la Escuela Nacional de Estudios Superiores (ENES), Unidad Morelia, celebrada el día **26 de agosto de 2024**, se acordó poner a su consideración el siguiente jurado para la presentación del Trabajo Profesional de la alumna **Ana Paola Delgado Soria** de la Licenciatura en **Geociencias**, con número de cuenta **420137599**, con el trabajo titulado: "**Estudio de los parámetros fisicoquímicos del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284**", bajo la dirección como tutor del **Dr. Luis Alberto Zapata González**.

El jurado queda integrado de la siguiente manera:

<b>Presidente:</b>	Dr. Mario Rodríguez Martínez
<b>Vocal:</b>	Dr. Orlando Hernández Cristóbal
<b>Secretario:</b>	Dr. Luis Alberto Zapata González
<b>Suplente:</b>	Dr. Pedro Rubén Rivera Ortiz
<b>Suplente:</b>	Dr. Luis Manuel Villaseñor Cendejas

Sin otro particular, quedo de usted.

Atentamente  
"POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU"  
Morelia, Michoacán a 23 de enero de 2025.

**DRA. ANA YESICA MARTÍNEZ VILLALBA**  
SECRETARIA GENERAL

**CAMPUS MORELIA**

Antigua Carretera a Pátzcuaro N° 8701, Col. Ex Hacienda de San José de la Huerta  
58190, Morelia, Michoacán, México. Tel: (443)689.3500 y (55)5623.7300, Extensión Red UNAM: 80614  
[www.enesmorelia.unam.mx](http://www.enesmorelia.unam.mx)



*A mi madre Martha, la luz de mi vida, a mi abuela Alicia, el pilar de lo que soy, a mis gatos Lucy, May, Saturno, Russell, Oliver y a mi canario Tom, cuya vida alegra la mía.*

*A mí, que nunca me rindo.*

*... and in the end the love you take is equal to the love you make...*

*- The Beatles*



# Agradecimientos

Tal y como todos los momentos importantes en mi vida, las personas que siempre merecen (con justa razón) la primera mención y honor de mi parte son para mi madre y mi abuela. Todos los días despierto con el firme conocimiento de que soy la persona más afortunada por tenerlas como parte de mí. Nunca alcanzan las palabras ni los momentos para demostrar todo el agradecimiento y todo el amor que les profeso, sin embargo, tomen esto como una de los millones de cosas que les debo enteramente, las amo con todo mi ser.

Por otro lado, me permito externar mi total admiración, respeto y agradecimiento por mi asesor, el Dr. Luis Zapata, quien me abrió las puertas del IRyA y ha sido como la luz en el camino del mundo académico, gracias por la paciencia y todo lo que me ha enseñado, sé que aún falta un largo camino y que tengo mucho que aprender, pero genuinamente espero poder seguirlo recorriendo bajo su consejo.

Así mismo, agradezco con mucho cariño a mi comité sinodal: el Dr. Mario, que ha sido mi profesor desde el primer día que ingresé a la licenciatura y que más que un excelente académico ha sido una guía y una persona en la que siempre puedo confiar y encontrar respaldo. El Dr. Orlando, quien me ha transmitido sin fin de conocimientos y siempre me ha apoyado tanto en la vida académica como en la personal, he conocido a muy pocas personas con su calidez y determinación, espero seguir compartiendo espacio-tiempo con usted. El Dr. Luis Villaseñor, cuyos consejos me han ayudado a tomar decisiones importantes en mi vida y al cual le estoy muy agradecida por siempre motivarme a lograr lo que me proponga, es un investigador totalmente admirable, pero sobre todo un excelente ser humano, gracias por todo el apoyo que me ha brindado estos años. Con una mención honorífica quiero agradecer al Dr. Pedro Ruben, podría escribir un libro con todas las cosas que tengo por agradecerle,

pero por ahora solo diré que te admiro como no tienes idea y como a veces no alcanzo a expresar, eres de las personas más brillantes que conozco y aprecio mucho todo lo que me has enseñado en este tiempo y no me refiero solo a lo académico sino a la vida en general. Gracias por siempre estar para mí y por ser el rayito de luz en los días más lluviosos, gracias por todo el tiempo que pasamos juntos y por la paciencia tan inmensa que me tienes, eres el mejor amigo que alguien podría tener, te quiero.

También quiero agradecer a todos los miembros del Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, son personas genuinamente increíbles, gracias por recibirme y hacerme sentir parte. Particularmente quiero hacer mención de los grandes amigos que he hecho ahí: Pedro, Gely, Paquito, Migue, Ulises, Dani, Gio, Brissa y Raúl que aunque no ha pasado mucho tiempo ya ocupan un lugar en mi corazón.

Por último, pero no menos importante quiero externar mi cariño y agradecimiento a todas las personas que me han acompañado en el camino hasta aquí incluidos todos mis profesores de la licenciatura especialmente a la Dra. Lupita Morales, el Dr. Américo González, el Dr. Ernesto Aguilar, la Dra. Adriana Gazol, el Dr. Vladimir Escalante, el Dr. Julio Mejía y el Dr. Jared Figueroa quien además se ha convertido en un buen amigo, así como a todos los miembros del LACIGE particularmente a Mateo, Ari, el Dr. Raúl Zalapa y sobre todo a Jaquelin Mejía que es la mejor amiga con la que puedes soñar y que ha estado en todas mis batallas siempre apoyándome y dándome ese abrazo que necesito. Especialmente quiero agradecer a Diego Real que me estuvo cuidando la espalda académicamente hablando toda la licenciatura (y aún lo hace) recibe todo mi cariño, mi estimado. Y por supuesto, una merecida mención al equipo de los funades (ustedes saben quienes son), los quiero mucho.

A todas las personas que quiero y me quieren: gracias totales.

# Resumen

El proceso de formación estelar comienza en nubes gigantes que se encuentran en el medio interestelar y son conocidas como nubes moleculares. Estas nubes están compuestas de gas y partículas de polvo, en algunas de ellas se generan grumos de materia que eventualmente forman protoestrellas; en torno a las protoestrellas existe materia que rota por conservación de momento angular y puede generar una estructura con forma discoidal conocida como discos protoplanetarios. Existen varias formas de clasificar a los discos, sin embargo, los discos de mayor interés son los transicionales, los cuales presentan discontinuidades visibles en sus contornos externos, lo que indica la posibilidad de que se estén llevando a cabo procesos de formación planetaria.

Los discos protoplanetarios pueden ser estudiados a través de sus espectros continuos de emisión y líneas moleculares que nos permiten obtener parámetros físicos del disco como la masa del gas, polvo, tamaño, masa dinámica, velocidad de rotación, sus abundancias químicas y la morfología de la emisión de las líneas mismas. Por la distancia a la que se encuentran es necesario implementar una herramienta que combine sensibilidad con alta resolución para su estudio, tal y como los interferómetros y radiotelescopios modernos.

En este trabajo se estudia la fuente 2MASS J16042165-2130284 y su disco protoplanetario transicional asociado con datos obtenidos por el interferómetro Atacama Large Millimeter Array (ALMA) en 2017. Analizando las líneas moleculares de su espectro se generaron los momentos del 0 al 10 de las mismas, las imágenes de su emisión continua, el cálculo de la masa dinámica, la masa total de gas y polvo del disco, así como una aproximación de la masa de la estrella central.



# Abstract

The process of star formation begins in giant clouds found in the interstellar medium and are known as molecular clouds. These clouds are composed of gas and dust particles, and in some of them clumps of matter are generated that eventually form protostars; around the protostars, there is matter that rotates by conservation of angular momentum and can generate disc-shaped structures known as protoplanetary disks. There are several ways to classify disks, however, the disks of greatest interest are transitional ones, which have visible discontinuities in their external contours, indicating the possibility that planetary formation processes are taking place.

Protoplanetary disks can be studied through their continuous emission spectra and molecular lines that allow us to obtain physical parameters of the disk such as the mass of gas, dust, size, dynamical mass, rotation speed, its chemical abundance and the morphology of the emission of the lines themselves. Due to their distance, it is necessary to implement a tool that combines sensitivity with high resolution for their study, such as modern interferometers and radio telescopes.

In this work, the source 2MASS J16042165-2130284 and its associated transitional protoplanetary disk are studied with data obtained by the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) interferometer in 2017. By analyzing the molecular lines of its spectrum, the moments from 0 to 10 of the same were generated, the images of its continuous emission, the calculation of the dynamical mass, the total mass of gas and dust in the disk, as well as an approximation of the mass of the central star.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>V</b>
<b>Resumen</b>	<b>VII</b>
<b>Abstract</b>	<b>IX</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
§1.1 Objetivos . . . . .	3
§1.1.1 General . . . . .	3
§1.1.2 Específicos . . . . .	3
<b>2 Marco teórico</b>	<b>5</b>
§2.1 Nubes moleculares . . . . .	5
§2.2 Formación estelar . . . . .	6
§2.2.1 Medio de densidad uniforme . . . . .	7
§2.2.2 Masa de Jeans . . . . .	8
§2.2.3 El teorema del virial . . . . .	9
§2.2.4 Colapso de núcleos densos . . . . .	10
§2.2.5 Protoestrellas . . . . .	10
§2.3 Discos protoplanetarios . . . . .	12
§2.3.1 Evolución de los discos . . . . .	13
<b>3 Interferometría radioastronómica</b>	<b>17</b>
§3.1 Formación de imágenes con datos interferométricos . . . . .	18

§3.1.1	Proceso de calibración de datos interferométricos, corrección de la corrupción de fase y amplitud de las ondas de radio . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Metodología</b>	<b>29</b>
§4.1	Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA) . . . . .	29
§4.1.1	Archivo científico del ALMA . . . . .	30
§4.1.2	Estructura de datos del ALMA . . . . .	30
§4.1.3	Interfaz de consultas y resultados del archivo científico del ALMA . . . . .	31
§4.1.4	Proyecto 2017.1.01180.S . . . . .	33
§4.2	Common Astronomy Software Applications (CASA) . . . . .	33
§4.2.1	Procesamiento de datos . . . . .	33
§4.3	Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA) . . . . .	34
§4.3.1	Procesamiento de imágenes . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>37</b>
§5.1	Mapa de emisión continua . . . . .	37
§5.2	Momentos de la emisión en líneas . . . . .	38
§5.2.1	Línea espectral del CO (3-2) . . . . .	39
§5.2.2	Línea espectral del HCO <sup>+</sup> (4-3) . . . . .	44
§5.3	Espectros de la emisión en líneas . . . . .	49
§5.3.1	Línea espectral del CO (3-2) . . . . .	49
§5.3.2	Línea espectral del HCO <sup>+</sup> (4-3) . . . . .	50
§5.4	Cálculo de masas . . . . .	51
§5.4.1	Masa total de gas y polvo . . . . .	51
§5.4.2	Masa dinámica . . . . .	54
§5.4.3	Masa de la estrella central . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>59</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>63</b>

# Índice de figuras

2.1	Etapas evolutivas de discos protoestelares . . . . .	11
2.2	Etapas de transición de discos protoplanetarios . . . . .	15
3.1	Esquema simplificado del funcionamiento de un interferómetro . . . . .	19
3.2	Generalización de un punto cualquiera en una fuente . . . . .	24
4.1	Interfaz web del archivo científico del ALMA . . . . .	32
5.1	Comparación del mapa de la emisión continúa . . . . .	38
5.2	Momentos 0-10 de la emisión molecular del CO (3-2) . . . . .	43
5.3	Momentos 0-10 de la emisión molecular del HCO <sup>+</sup> (4-3) . . . . .	48
5.4	Espectro de emisión de la línea CO (3-2) . . . . .	50
5.5	Espectro de emisión de la línea HCO <sup>+</sup> (4-3) . . . . .	50

# Capítulo 1

## Introducción

En este trabajo se presenta un estudio observacional en la banda del submilimétrico con una resolución angular de aproximadamente 0.3 segundos de arco de la emisión de polvo frío (continuo) y la emisión molecular en líneas espectrales del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 usando datos del observatorio Atacama Large Millimeter Array (ALMA). A través de la obtención de los parámetros físicos del disco como la masa del gas y polvo, tamaño, masa dinámica y el estudio de la estructura del disco tanto del continuo de polvo como de las líneas moleculares se busca analizar la morfología de la emisión de las líneas moleculares, así como sus momentos.

El origen, distribución y evolución de la vida en el universo es desconocido, pero es posible encontrar pistas a través del estudio de los parámetros fisicoquímicos existentes antes de la vida, los planetas, los sistemas estelares e incluso las galaxias (Montoya Lorenzana et al., 2022). Es por ello que conocer a fondo los procesos de formación estelar y planetaria se ha convertido en el nuevo reto de la astrofísica moderna. Los procesos de formación planetaria se han estudiado a través de los discos protoplanetarios. En términos de secuencia evolutiva, son los objetos astronómicos existentes antes de la formación de los planetas y durante/después de la formación de una estrella (Cánovas, 2018). El nacimiento de una estrella se acompaña de la formación de un disco circundante de gas y polvo (Shu et al., 1987). El material del disco se acumula lentamente en la protoestrella central y también proporciona la materia prima para formar planetas en una escala de tiempo de  $\sim 10^7$  años (Shu et al., 1987). Los

discos pueden clasificarse de acuerdo a su evolución en función del tiempo, de tal forma que se distinguen cinco tipos: discos completos, discos pretransicionales, discos transicionales, discos evolucionados y discos de escombros o de debris (Blanco, 2016). Un disco protoplanetario transicional, como el asociado a la fuente 2MASS J16042165-2130284, es un objeto cuya región interna del disco ha sufrido cambios físicos sustanciales que se muestran como una discontinuidad en su contorno externo debida a la contracción gravitatoria que está llevando a cabo su estrella central, esta discontinuidad puede indicar que existe un planeta en formación (Stahler & Palla, 2008). Para formar planetas, el material del disco debe sufrir una serie de transformaciones de tamaño, comenzando con partículas de polvo del tamaño de micras, que se aglomeran para formar objetos cada vez más grandes hasta planetesimales. Las etapas iniciales de este proceso deben ocurrir en condiciones protegidas de la radiación ultravioleta estelar (Buitrago Carreño, 2018).

La radioastronomía hace uso de técnicas de observación de ondas electromagnéticas en longitudes de onda submilimétricas que permiten estudiar estos objetos astronómicos. Debido a la alta resolución espacial que se requiere para resolver estas estructuras consideradas pequeñas y lejanas, se requiere el uso de interferómetros como el ALMA y el Very Large Array (VLA) (Rodríguez, 2017). El ALMA es un interferómetro internacional compuesto por 66 antenas o radiotelescopios que se encuentra en el desierto de Atacama, en el norte de Chile. Se ubica en un sitio de gran altitud, a más de 5,000 m, de elevación, sus 66 antenas son de alta precisión, con 50 antenas de 12 m de diámetro, dispuestas en múltiples configuraciones. El instrumento proporciona información astronómica tanto interferométrica como de potencia total sobre electrones de baja energía, gas molecular y polvo en el sistema solar, nuestra galaxia y el universo cercano y de alto corrimiento al rojo (Hills & Beasley, 2008).

Para el estudio de discos protoplanetarios en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas se utilizan sus procesos continuos de emisión y sus líneas espectrales, que son obtenidas de interferómetros como el ALMA, de tal forma que es posible realizar descripciones fisicoquímicas de los mismos, obteniendo la posibilidad de formular una hipótesis de formación planetaria para los casos en los que los discos estén llevando a cabo este proceso.

En este trabajo se describen los procesos de emisión del continuo y líneas espectrales del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284, que es un disco de tipo transicional, ubicado a  $\sim 150$  parsecs (pc)<sup>\*</sup> de distancia con una edad de 5 a 12 millones de años, que a su vez posee diferentes escalas en sus distribuciones de tamaño de granos de polvo que están entre milímetros y micrómetros (con bordes exteriores a  $\sim 79$  y  $\sim 63$  unidades astronómicas (au)<sup>\*\*</sup>, respectivamente), una inclinación respecto al plano del cielo de  $i = 6^\circ$  y granos de polvo de un tamaño promedio de  $0.3 \mu\text{m}$  en la superficie del disco (Canovas et al., 2017).

## 1.1. Objetivos

### 1.1.1. General

Estudiar con una resolución angular de menos de un segundo de arco la emisión de polvo frío (continuo) y la emisión molecular en líneas espectrales del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 usando datos recopilados en el 2017 por el observatorio Atacama Large Millimeter Array (ALMA) para obtener los parámetros físicos del disco.

### 1.1.2. Específicos

- Estudiar la estructura del disco tanto en su emisión continua de polvo como en sus líneas moleculares.
- Analizar los parámetros físicos de velocidad central, densidad de flujo y la anchura a potencia media de la emisión de las líneas moleculares.
- Obtener los parámetros físicos de tamaño, velocidad sistémica, velocidad de rotación, masa total de gas y polvo, masa dinámica y masa de la estrella en su proceso de formación.

Para lograr estos objetivos, esta tesis tiene la siguiente estructura: En el capítulo 2 se presenta el marco teórico que fundamenta los conceptos teóricos sobre la formación estelar y la estructura de los discos protoplanetarios asociados. En el capítulo 3 se describe la técnica

---

<sup>\*</sup>1 pc =  $3.086 \times 10^{18}$  cm

<sup>\*\*</sup>1 au =  $1.496 \times 10^{13}$  cm

de interferometría radioastronómica que se emplea para la obtención de observaciones astronómicas. En el capítulo 4 se presenta la metodología con la que se procesaron los datos correspondientes a la fuente 2MASS J16042165-213028 para obtener los resultados obtenidos en el capítulo 5. Finalmente, las conclusiones de este trabajo se presentan en el capítulo 6.

# Capítulo 2

## Marco teórico

En este capítulo se describen los fundamentos teóricos esenciales sobre las etapas de la formación estelar, desde las condiciones previas necesarias para su evolución hasta los fenómenos posteriores a la formación de una estrella que es donde se abordarán los discos protoplanetarios habiendo descrito los procesos necesarios para dar lugar al desarrollo de estos.

### 2.1. Nubes moleculares

La evidencia indica que la formación estelar sucede en nubes de gran tamaño compuestas de gas y polvo que se encuentran en el medio interestelar (Estallela & Anglada, 2007; Krumholz, 2016). Al estudiar los procesos físicos que suceden en estas nubes llamadas nubes moleculares se pueden evaluar los parámetros necesarios para que colapsen bajo su propia gravedad para formar estrellas (Ward-Thompson & Whitworth, 2011).

Es posible clasificar a las nubes moleculares, sin embargo, resulta relevante destacar que cualquier esquema de clasificación tiene un cierto grado de arbitrariedad, ya que distintos grupos usan distintas escalas de tamaño, masa o edad evolutiva para estudiar a estas nubes. Para estudiar abundancias moleculares y las redes de reacciones químicas en las nubes moleculares resulta importante considerar la extinción ( $A_\nu$ ), ya que esta información se obtiene de las líneas de absorción vistas en algunos tipos de radiación, particularmente la ultravioleta-

leta (Stahler & Palla, 2008). En la tabla 2.1 se muestran los tipos de nubes moleculares en función del crecimiento de  $A_\nu$ .

Tipo de nube molecular	$A_\nu$ (mag)	$n_{tot}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$L$ (pc)	$T$ (K)	$M$ ( $M_\odot$ )	Ejemplo
Difusa	1	500	3	50	50	Ophiuchi
Gigante	2	100	50	15	$10^5$	Orion
Oscura compleja	5	500	10	10	$10^4$	Tauro-Arigo
Oscura individual	10	$10^3$	2	10	30	B1
Núcleo denso	10	$10^4$	0.1	10	10	TMC-1/B335

Tabla 2.1: Propiedades físicas típicas de las nubes moleculares

El primer tipo de nube molecular que se muestra en la tabla 2.1 son aquellas con  $A_\nu = 1$  que se denominan nubes moleculares difusas. Las nubes difusas son entidades relativamente aisladas con cantidades comparables de hidrógeno molecular y atómico; este tipo de nubes pueden persistir por largos periodos de tiempo por medio del equilibrio de presión con el medio externo, lo que quiere decir que se evita que el movimiento térmico interno del gas disperse la nube por la presencia de un medio externo más enrarecido y más caliente. Por otro lado, las nubes moleculares gigantes son aquellas con  $A_\nu = 2$ , la principal fuente de fuerza cohesiva en este tipo de nubes moleculares es la propia gravedad de la nube, mientras que la presión térmica interna es poco significativa para el equilibrio general de fuerzas; esto implica que este medio sea más favorable para la formación estelar, ya que esta se produce a través de la condensación gravitacional (Stahler & Palla, 2008). A medida que la extinción crece hasta  $A_\nu = 10$  la densidad crece lo suficiente como para iniciar el colapso una vez que se supera el límite de Jeans que se discutirá más adelante (Carroll & Ostlie, 2017).

## 2.2. Formación estelar

Las estrellas se forman de nubes moleculares que se volvieron inestables gravitacionalmente y que después colapsaron (Ward-Thompson & Whitworth, 2011). Ahora se discutirán las condiciones que permiten entender este colapso.

### 2.2.1. Medio de densidad uniforme

Al referirnos a un medio de densidad uniforme, estamos considerando un medio tridimensional infinito y estático con densidad inicial uniforme  $\rho_0$  y velocidad isotérmica del sonido uniforme  $a_0$ . Si suponemos que por una fluctuación estadística aleatoria una parte de este medio se vuelve ligeramente más densa, por simplicidad suponemos que esa fluctuación es esférica con un radio  $r$  y que se comporta isotérmicamente. Queremos saber si dicho medio se hace más denso y se condensa por autogravedad o bien, si su presión interna hace que expanda hasta tener la misma densidad que el medio circundante; la respuesta depende del tamaño del medio esférico, de tal forma que, para medios ‘grandes’ la autogravedad vence la presión interna y para medios ‘pequeños’ la presión interna resiste la fuerza de la gravedad. El tamaño en el que las dos fuerzas están en equilibrio se conoce como longitud de Jeans (Ward-Thompson & Whitworth, 2011) y puede encontrarse a través del siguiente análisis: Partimos de que la aceleración hacia afuera debido a la presión del gas es  $\nabla P/\rho_0$ . Considerando  $\nabla P \sim P/r$  y  $P = a_0^2 \rho_0$  tenemos:

$$\frac{\nabla P}{\rho_0} \sim \frac{a_0^2}{r}. \quad (2.1)$$

Ahora, la aceleración hacia adentro debida a la autogravedad está dada por  $-GM/r^2$  donde  $M$  es la parte del gas que estamos analizando. Ahora con  $M = r^3 \rho$  tenemos:

$$\frac{-GM}{r^2} \sim -G\rho_0 r. \quad (2.2)$$

Por lo tanto, usando la segunda ley de Newton, la aceleración del sistema  $\ddot{r}$  viene dada por la suma de las aceleraciones causadas por la presión térmica y la autogravedad, por lo que la ecuación de movimiento que describe los trayectos radiales es:

$$\ddot{r} \sim \frac{a_0^2}{r} - G\rho_0 r. \quad (2.3)$$

Adicionalmente, para un incremento continuo en la densidad y condensación necesitamos

que  $\ddot{r} < 0$  por lo que:

$$G\rho_0 \gtrsim \frac{a_0^2}{r^2}. \quad (2.4)$$

Lo que nos lleva a la condición de condensación:

$$r > r_J \sim \frac{a_0}{(G\rho_0)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.5)$$

Donde  $r_J$  es la longitud de Jeans. Con esto obtenemos el radio mínimo para una parte esférica de un medio uniforme caracterizado por  $a_0$  y  $\rho_0$  que se puede condensar debido a su autogravedad (Krumholz, 2016). Cualquier radio más pequeño que la longitud de Jeans soporta el colapso por efectos térmicos y cualquier radio más grande colapsa gravitacionalmente.

### 2.2.2. Masa de Jeans

Existe un equivalente de la masa mínima  $M$  asociada con la longitud de Jeans tal que:

$$M > M_J \sim \frac{4}{3}\pi\rho_0 r_J^3 \sim \frac{4\pi a_0^3}{3(G^3\rho_0)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.6)$$

suponiendo que la longitud de Jeans encierra una esfera.

Donde  $M_J$  es la masa de Jeans, que es la masa mínima de una porción esférica de un medio uniforme que puede condensarse debido a su propia gravedad. Los núcleos de nubes densas son los sitios donde se cree que tiene lugar la formación de estrellas. Sin embargo, para esos efectos se necesita un modelo teórico más detallado que la masa de Jeans de una nube de gas de densidad uniforme, ya que un problema con el modelo de Jeans es que nunca se han observado nubes extendidas, uniformes y estáticas en la etapa más temprana de su fragmentación. Todas las nubes moleculares son heterogéneas y están agrupadas en todas las escalas. Por lo tanto, si consideramos una situación en la que una nube extensa, de densidad uniforme y estática, realmente ocurre, debe ser una fase de corta duración que rara vez tenemos la oportunidad de observar. Además, muchas nubes muestran movimientos supersónicos, lo que indica que el tiempo que le lleva a la velocidad del sonido cruzar la

longitud de Jeans no es la escala de tiempo relevante para el paso de información a través de la nube y es uno de los supuestos básicos de la teoría de Jeans (Boss, 1998; Ward-Thompson & Whitworth, 2011).

### 2.2.3. El teorema del virial

Otro límite para encontrar la masa en colapso puede ser encontrado aplicando el teorema del virial en una nube aislada. En este caso, se encuentra a partir de considerar el balance de energía en una nube aislada que está en equilibrio, sin restricciones sobre las distribuciones de densidad y velocidad, con la finalidad de encontrar un teorema general que describiera la estabilidad de dicha nube, cuya relación está dada por:

$$\frac{\ddot{I}}{2} = \Omega_G + 2\mathcal{K} = 0, \quad (2.7)$$

donde  $\ddot{I}$  es la segunda derivada del momento de inercia de la nube,  $\Omega_G$  es la energía potencial de la autogravedad de la nube y  $\mathcal{K}$  es la energía cinética transicional neta de las partículas de la nube. Así mismo, para una nube esférica de masa  $M$ , radio  $R$  y dispersión de velocidad  $\sigma$  tenemos que:

$$\mathcal{K} = \frac{1}{2}M\sigma^2, \quad (2.8)$$

y

$$\Omega_G \sim \frac{GM^2}{R}. \quad (2.9)$$

Sustituyendo (2.8) y (2.9) en la ecuación (2.7) obtenemos la siguiente relación:

$$\sigma^2 \sim \frac{GM}{R}. \quad (2.10)$$

Esta forma del teorema del virial nos lleva a la definición de masa virial ( $M_{vir}$ ) que está dada por:

$$M_{vir} \sim \frac{\sigma^2 R}{G}. \quad (2.11)$$

Si la masa de una nube es aproximadamente igual a su masa virial, entonces está cerca del equilibrio virial. Así mismo, si una nube tiene una masa mayor que su masa virial, entonces

colapsará a menos que esté sostenida por algún otro mecanismo (por ejemplo la presión magnética). Por último, si una nube tiene una masa menor que su masa virial, entonces no está ligada gravitacionalmente y probablemente se dispersará bajo la acción de sus propios movimientos internos, a menos que esté confinada por una presión externa. Cabe destacar que la masa virial es proporcional a  $\sigma^2$ , por lo que las nubes moleculares pueden dispersarse por vientos estelares y otros efectos similares, una vez que la formación estelar ha comenzado (Ward-Thompson & Whitworth, 2011).

#### 2.2.4. Colapso de núcleos densos

Dado un núcleo de una nube molecular cuya masa excede significativamente su masa virial, tendremos que en ausencia de cualquier mecanismo de soporte, el núcleo colapsará por su propia gravedad. La escala de tiempo que caracteriza este colapso se conoce como escala de tiempo de caída libre ( $t_{ff}$ ) y está dada por:

$$t_{ff} = \left( \frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.12)$$

de acuerdo con Ward-Thompson y Whitworth (2011). Análogamente, si consideramos un núcleo de nube molecular cuya masa es mucho menor que su masa virial, tendremos que en ausencia de presión externa, el núcleo se dispersará. La escala de tiempo de dispersión en cuestión está dada por:

$$t_{disp} \simeq \frac{R}{\sigma}, \quad (2.13)$$

donde  $R$  es el radio del núcleo y  $\sigma$  es su dispersión de velocidad interna (Ward-Thompson & Whitworth, 2011).

#### 2.2.5. Protoestrellas

Las etapas de formación estelar de las clases 0 y I de los discos protoestelares, solo duran una pequeña fracción de la vida del mismo, normalmente de medio millón de años. Al final de la fase de clase I, la envoltura se ha dispersado por completo y el proceso de formación estelar ha terminado de manera efectiva. El disco ahora contiene solo un pequeño porcentaje de la

masa estelar central y puede considerarse verdaderamente protoplanetario, no protoestelar. Aunque puede haber una pequeña cantidad de acreción de material de la nube molecular, los principales elementos de los que depende la evolución del disco en esta etapa son la acreción sobre la estrella, la fotoevaporación de fuentes de radiación locales o externas, la aglomeración en cuerpos más grandes y las interacciones dinámicas con compañeros estelares o subestelares. Las propiedades de los discos en esta etapa marcan la base para los estudios de su evolución y para los modelos de acreción del núcleo de la formación de planetas gigantes (Williams & Cieza, 2011). En el caso de los objetos de clase II, la mayor parte del material circunestelar se encuentra ahora en un disco de gas y polvo, esta etapa corresponde a estrellas T-Tauri clásicas (estrellas de baja masa, pre-secuencia principal). Finalmente, para los objetos de clase III, la emisión del disco se vuelve insignificante y la distribución espectral de energía se asemeja a una fotosfera estelar (Estalella, 2007).

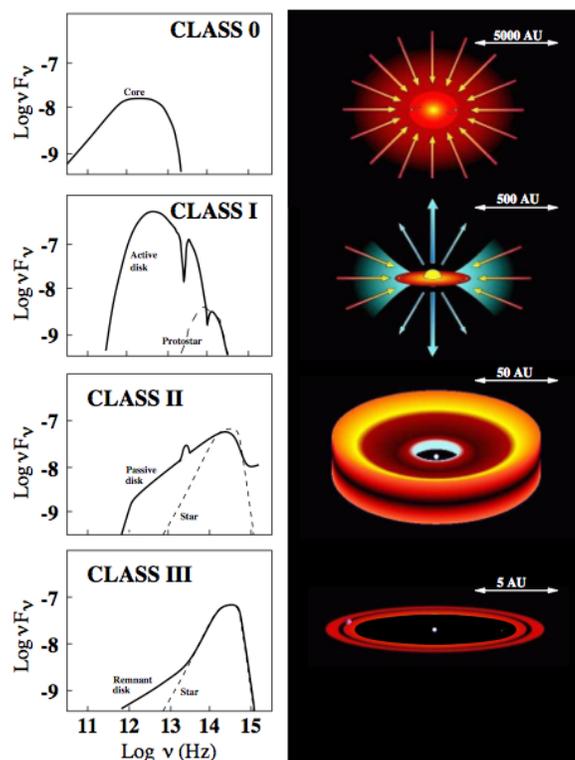


Figura 2.1: Etapas evolutivas de la formación de una estrella aislada de baja masa, a la izquierda, según su distribución espectral de energía y, a la derecha, ilustrando los procesos que tienen lugar de acuerdo con el modelo estándar de formación estelar (Estalella, 2007).

### 2.3. Discos protoplanetarios

Los discos protoplanetarios, también conocidos como discos de acreción, son el medio a partir del cual se forman los planetas para conformar sistemas estelares (Stahler & Palla, 2008). Uno de los primeros pasos en el proceso de formación de planetas es el crecimiento de los granos de polvo. Se espera que los granos de polvo en un disco protoplanetario crezcan desde un tamaño submicrónico (como se observa en el medio interestelar) a tamaños milimétricos/centimétricos, y luego a grandes ‘guijarros’. La mejor evidencia de tal cambio proviene de la dependencia relativamente superficial de la longitud de onda de la emisión térmica milimétrica/centimétrica del polvo del disco (Zapata et al., 2017).

Como hemos visto hasta este punto, los discos protoplanetarios surgen tras el colapso inicial del núcleo de una nube molecular, que se produce en una fuente puntual y forma un disco con el material más distante que posee mayor momento angular y que, por lo tanto, cae hacia adentro. Se espera que dicho disco crezca rápidamente con el tiempo (Williams & Cieza, 2011). Tenemos que los procesos que podrían describir la redistribución del momento angular incluyen torques magnéticos, gravitacionales y viscosidad turbulenta, que hasta el día de hoy son poco comprendidos. Sin embargo, es posible obtener un modelo funcional de un disco de acreción parametrizado por la masa  $M_*$  de la estrella central y la tasa de acreción  $\dot{M}_*$  que podemos suponer constante. Suponiendo además que el campo gravitacional está dominado por la estrella central, entonces el disco tendrá una masa suficientemente baja para que su propia gravedad pueda ser despreciada. También se supone que la evolución es cuasiestática, en el sentido de que el componente de velocidad radial hacia adentro de la materia en el disco es mucho menor que su velocidad orbital, y que el disco está sostenido centrífugamente. En consecuencia, podemos poner la velocidad orbital igual al valor kepleriano, de tal forma que:

$$v(r) \simeq \left[ \frac{GM_*}{r} \right]^{1/2}, \quad (2.14)$$

donde  $v(r)$  es la velocidad a un radio  $r$ , y  $M_*$  es la masa de la estrella central. Esto significa que la energía cinética por unidad de masa es igual a la mitad del valor absoluto de la energía

potencial gravitacional por unidad de masa:

$$\frac{v(r)^2}{2} \simeq \frac{GM_*}{2r}. \quad (2.15)$$

Además, se deduce que la tasa de liberación de energía potencial gravitacional entre  $r + dr$  y  $r$  (donde  $dr$  es un incremento pequeño en  $r$ ) está dada por:

$$\dot{M}_* \left[ \frac{GM_*}{r} - \frac{GM_*}{r + dr} \right] \simeq \frac{GM_* \dot{M}_* dr}{r^2}, \quad (2.16)$$

donde  $\dot{M}$  es la tasa de incremento de la masa de la estrella, es decir, la tasa de acreción sobre la superficie estelar. La mitad de esta energía se gasta incrementando la energía cinética orbital del material que se mueve hacia el interior en espiral. La otra mitad debe irradiarse o eliminarse por algún otro mecanismo (Ward-Thompson & Whitworth, 2011).

### 2.3.1. Evolución de los discos

La evolución de los discos protoplanetarios más allá de su formación inicial parece divergir entre objetos de masas y tipos espectrales similares por lo que, no se entiende bien la cronología exacta de su evolución, ni los efectos de sus etapas evolutivas en los procesos de formación de planetaria (Labdon, 2021). Sin embargo, se ha estudiado una relación entre las etapas evolutivas de la formación de una estrella (descritas en la sección 2.2.5) y la secuencia de formación distinguida en los discos de acreción, de tal forma que, en términos generales, tenemos que los objetos de clase II están acompañados de discos protoplanetarios jóvenes y los de clase III cuentan con la presencia de discos de escombros o de segunda generación (Blanco, 2016). Se ha propuesto describir el camino evolutivo en función del tiempo de los discos protoplanetarios clasificándolos en función de las estructuras y procesos que se han logrado observar en ellos (Blanco, 2016), dicha clasificación se describe a continuación:

- **Discos completos:** También conocidos como discos primigenios, son objetos muy jóvenes que resultan del proceso de formación estelar, ya que el material exterior a la protoestrella no cae directamente sobre ella, sino que es sustentado por la fuerza centrípeta asociada a su rotación haciendo que se forme un disco primigenio alrededor

del objeto central (Hartmann, 1998). Los discos primigenios formados pueden durar de 1 a 10 millones de años (Blanco, 2016).

- **Discos pretransicionales:** Son discos con estructuras radiales visibles que, a diferencia de los discos transicionales, poseen material distribuido en forma de un anillo de gas y polvo, dentro de la cavidad principal (Blanco, 2016), en estos discos se exhibe un hueco interno en lugar de un agujero (Brown et al., 2007). Esto se manifiesta por un exceso en el cercano infrarrojo en comparación al exceso observado en los discos transicionales. Se ha sugerido que estos discos conforman una etapa previa a la fase de discos en transición (Espaillat et al., 2010).
- **Discos transicionales:** Los discos de transición o transicionales se denominan así porque unen dos etapas clave en la formación de planetas (Labdon, 2021). Proporcionan el ‘puente’ entre los discos ensanchados ópticamente gruesos y los sistemas planetarios/de escombros disipados (Espaillat et al., 2014). Se identificaron por primera vez por su falta de exceso en infrarrojo cercano, mientras que simultáneamente exhiben fuertes excesos de infrarrojo medio y lejano (Strom et al., 1989). Estas observaciones indican la ausencia de un disco interno, o al menos la ausencia de un componente de polvo en el disco interno (Labdon, 2021).
- **Discos evolucionados:** Son discos protoplanetarios alrededor de estrellas jóvenes compuestos de polvo y gas primigenio con una mayor concentración en el plano medio del disco en relación con un disco primigenio. Forman parte de uno de los caminos evolutivos de los discos, donde el material se aplana homogéneamente alrededor de la estrella, y se puede observar la evidencia de su existencia como un ligero exceso en el cercano, medio e inclusive lejano infrarrojo (Blanco, 2016).
- **Discos de escombros (debris):** Una etapa tardía de la evolución es una clase de discos conocidos como discos de escombros o de debris. Los discos de escombros son discos de polvo circunestelar sin gas que se han encontrado alrededor de muchas estrellas más viejas, normalmente de más de 10 millones de años, como Beta Pictoris, Fomalhaut y 51 Ophiuchi (Mennesson et al., 2013; Smith & Terrile, 1984; Stark et al., 2009).

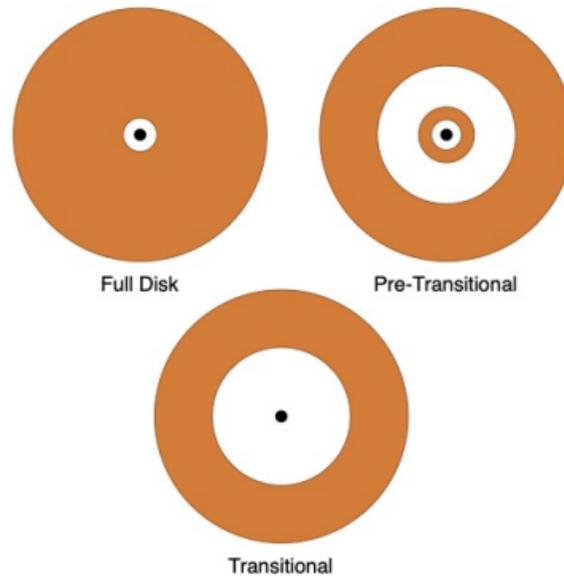


Figura 2.2: Evolución de un disco protoplanetario a través de las etapas de transición. Desde un disco completo, ópticamente grueso y ensanchado, un hueco inducido por planetas en el disco interior (conocido como etapa pretransicional), hasta un disco interior completamente despejado (conocido como etapa transicional). Más allá de estas etapas, el disco evoluciona hacia un sistema planetario o de escombros (Labdon, 2021).

En la Figura 2.2 se muestra la diferencia en las geometrías de los discos entre los discos completos, pretransicionales y transicionales. En este trabajo se estudia el disco protoplanetario transicional asociado a la fuente 2MASS J16042165-213028.



# Capítulo 3

## Interferometría radioastronómica

En este capítulo se describen los procesos necesarios para la formación de imágenes de la emisión de radio proveniente de fuentes de interés astronómico.

La formación y procesamiento de imágenes con información proveniente de observaciones con radiotelescopios o interferómetros se consigue a través de técnicas indirectas que involucran la interferometría radioastronómica, que a su vez requiere emplear métodos de limpieza y autocalibración de mapas. Esta técnica ha permitido estudiar estructuras débiles gracias a que se pueden alcanzar contrastes de sensibilidad de  $10^4$  (Rodríguez, 1984), es decir, hay cuatro órdenes de magnitud entre la detección más intensa y la más débil, a nivel de ruido. La técnica de la interferometría radioastronómica requiere para su ejecución de dos o más radiotelescopios, sin embargo, cuando la rama de la radioastronomía comenzó a desarrollarse formalmente (aproximadamente en los años 50 del siglo pasado) únicamente se utilizaba un solo radiotelescopio lo cual limitaba la resolución angular de las imágenes que podían obtenerse. Esto porque en términos generales se puede considerar que un radiotelescopio solo capta la radiación proveniente de una región circular en el cielo con diámetro angular determinado por el límite de difracción:

$$\theta \sim \frac{\lambda}{D}, \quad (3.1)$$

donde  $\theta$  es el diámetro angular (en radianes) del haz del radiotelescopio,  $\lambda$  es la longitud

de la onda observada y  $D$  es el diámetro del plato. Considerando lo anterior, la información detallada de lo que hay dentro del haz es casi imperceptible de tal forma que, si por ejemplo tenemos dos fuentes con una emisión específica dentro de dicho haz estas serán prácticamente indistinguibles de la emisión que observaríamos de una sola fuente que emita como la suma de las emisiones de las dos fuentes antes mencionadas, esta incapacidad de distinguir los detalles de una región tiene un nombre y es ‘falta de resolución angular’ (Rodríguez, 1984). Esta falta de resolución angular se solucionó con el desarrollo de interferómetros, en los cuales dos o más radiotelescopios que pueden estar separados por kilómetros o decenas de kilómetros entre ellos, que pueden observar la misma fuente, y, posteriormente, combinar las señales. La resolución angular de un interferómetro es:

$$\theta \sim \frac{\lambda}{B}, \quad (3.2)$$

donde  $\theta$  y  $\lambda$  al igual que en (3.1) corresponden al diámetro angular en radianes y  $B$  es la separación entre las antenas.

### 3.1. Formación de imágenes con datos interferométricos

Las bases de la formación de imágenes a partir de datos interferométricos fueron desarrolladas por Ryle M. en 1952, donde plantea las aplicaciones de la interferometría en las observaciones realizadas por radiotelescopios (Ryle, 1952).

Para explicar los procesos que deben llevarse a cabo para la elaboración de imágenes consideraremos un caso en el que se utiliza la interferometría conectada, que es aquella en la que las antenas están separadas por kilómetros o decenas de kilómetros de distancia y la combinación de señales se hace en tiempo real. Partiremos del esquema que se muestra en la Figura 3.1. En esta representación vamos a despreocuparnos de la presencia de ruido y a suponer que las señales, el procesamiento y los mapas son analógicos, el siguiente desarrollo es válido para una fuente de radiación del continuo y está basado en el artículo ‘Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría radioastronómica’ (Rodríguez, 1984).

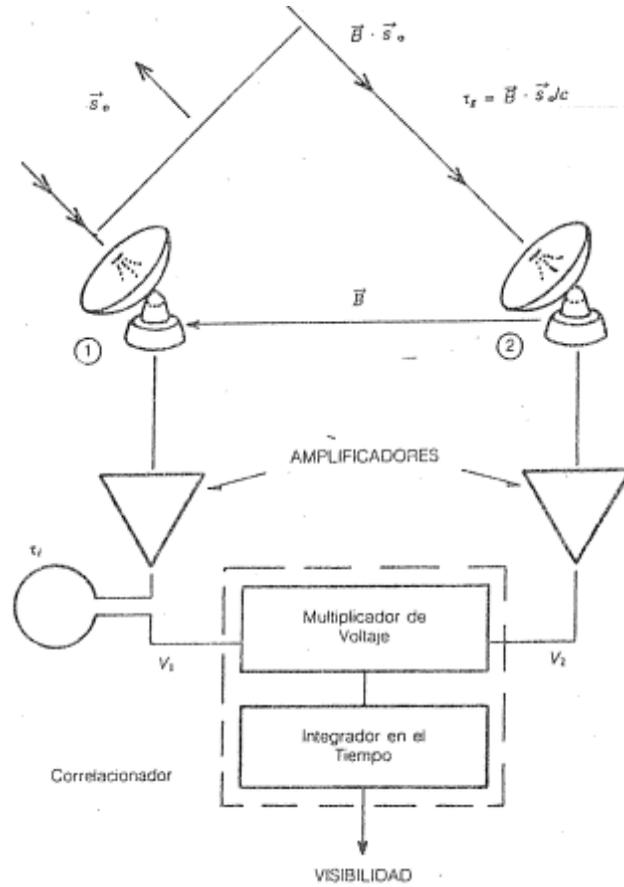


Figura 3.1: Esquema simplificado del funcionamiento de un interferómetro de dos radiotelescopios donde el frente de onda que proviene de la dirección del vector unitario  $\vec{S}_0$  es recibido por la antena 1 y con un retraso geométrico  $\tau_g$  por la antena 2. Los voltajes obtenidos se amplifican y el voltaje de la antena 1 es retrasado de forma instrumental en un tiempo  $\tau_i$ . Para obtener las visibilidades de un esquema como este, el correlador multiplica y obtiene el promedio de las señales (Rodríguez, 1984).

Consideramos un caso general de transferencia radiativa donde un rayo de luz viaja, transporta energía y sigue una dirección específica. Este rayo será captado por un detector con un área efectiva dada por:

$$\int dA \cos \theta = A_e. \quad (3.3)$$

A partir de aquí, definimos el diferencial de energía,  $dE$ , de nuestro sistema ilustrado en la Figura 3.1 de tal forma que:

$$dE = I_\nu dt dA_e \cos \theta d\Omega d\nu, \quad (3.4)$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad específica en la dirección del vector unitario  $\vec{S}_0$  a la frecuencia  $\nu$  de

la fuente astronómica a estudiar,  $dA_e \cos \theta$  el área efectiva de la antena receptora,  $d\nu$  el ancho de banda en el que se recibe el diferencial de energía en el diferencial de tiempo  $dt$  y  $d\Omega$  el ángulo sólido que nos proporciona la antena. Por definición, la potencia puede calcularse dividiendo la energía entre el tiempo, para nuestro caso particular:

$$P = \frac{dE}{dt}. \quad (3.5)$$

Tomando en cuenta (3.5), obtener el valor de la potencia recibida por una antena con las características mencionadas en (3.4) resulta de realizar lo siguiente:

$$\frac{dE}{dt} = I_\nu dA \cos \theta d\Omega d\nu. \quad (3.6)$$

Dado que  $I_\nu$  y  $dA_e \cos \theta$  están en la misma dirección (dada por  $\vec{S}_0$ ) entonces el ángulo es cero, lo que implica que  $\cos \theta = 1$ . Por lo tanto, (3.5) puede reescribirse de tal forma que:

$$P = I_\nu A_e d\nu d\Omega. \quad (3.7)$$

De acuerdo al esquema de la Figura 3.1 vemos que el tiempo que le toma a la emisión recorrer la distancia desde la fuente hasta la antena señalada con 1 es menor que el tiempo que le toma llegar a la antena señalada con 2, esto por la posición respecto a la emisión en la que están dispuestas las antenas, el tiempo en el que llega a la antena 2 es llamado ‘retraso geométrico’ (Rodríguez, 1984) y está dado por  $\tau_g = \frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c}$  donde  $c$  es la velocidad de la luz. Para la luz, el campo electromagnético significa que tanto el campo eléctrico como el campo magnético están acoplados. En este contexto consideraremos a la luz como una onda, esta onda electromagnética se comporta sinusoidalmente en el campo y por ende sus propiedades también de ahí que:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \phi). \quad (3.8)$$

Sabemos que la frecuencia angular ( $\omega$ ) está definida de tal forma que  $\omega = 2\pi\nu$  si sustituimos dicha frecuencia angular en (3.8) entonces tenemos que:

$$E = E_0 \cos(2\pi\nu t + \phi). \quad (3.9)$$

Dada esta suposición y considerando la definición de potencia vista en (3.5) tenemos que la potencia electromagnética obtenida de considerar el comportamiento de la luz como una onda induce voltajes en las antenas 1 y 2 (supuestas idénticas). De lo anterior, el voltaje para la antena 1 tendría la forma:

$$V_1'(t) = V_0 \cos(2\pi\nu t), \quad (3.10)$$

donde  $V_0$  es la amplitud del voltaje generado. Así mismo, para la antena 2 tenemos:

$$V_2' = V_0 \cos [2\pi\nu(t - \tau_g)]. \quad (3.11)$$

De aquí  $\tau_g$  es el retraso geométrico (tiempo adicional que le toma a un frente de onda llegar a la antena 2) el cual de acuerdo con el esquema de la Figura 3.1 está dado por:

$$\tau_g = \frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_o}{c}. \quad (3.12)$$

Tenemos que  $\vec{B}$  es el vector que va de la antena 2 a la 1. A partir de aquí se utilizan procesos electrónicos para generar una señal desfasada por  $\pi/2$  respecto a la señal original. Considerando dicho desfase, los voltajes obtenidos para (3.11) y (3.12) se vuelven complejos, de tal forma que:

$$V_1(t) = V_0 e^{i(2\pi\nu)(t - \tau_i)}, \quad (3.13)$$

donde  $\tau_i$  es el retraso instrumental que debe introducirse a la señal que recibe la antena 1, por otro lado:

$$V_2(t) = V_0 e^{i(2\pi\nu)(t - \tau_g)}. \quad (3.14)$$

Ahora, en un correlador digital sucede que se multiplica  $V_1(t)$  por el conjugado de  $V_2(t)$  y se obtiene el promedio en el tiempo. El conjugado de  $V_2(t)$  está dado por:

$$V_{2c}(t) = V_0 e^{-i(2\pi\nu)(\tau - \tau_g)}. \quad (3.15)$$

Entonces, de la multiplicación realizada por el correlador digital, considerando (3.13) y (3.15)

resulta lo siguiente:

$$V'' = V_1 \cdot V_{2c}, \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} V''(\tau_g, \tau_i) &= V_0^2 e^{i(2\pi\nu)(t-\tau_i-t+\tau_g)} \\ &= V_0^2 e^{i(2\pi\nu)(\tau_g-\tau_i)}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

De aquí debemos considerar que:

$$V_0^2 = P, \quad (3.18)$$

sabemos que  $P$  está dada por lo descrito en (3.7), entonces (3.17) puede tomar la siguiente forma:

$$V''(\tau_g, \tau_i) = I_\nu A_e e^{i(2\pi\nu)(\tau_g-\tau_i)} d\nu d\Omega. \quad (3.19)$$

Además, hemos definido  $\tau_g$  en (3.12), por lo tanto:

$$V''(\vec{B}, \vec{S}_0, \tau_i) = I_\nu A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c} - \tau_i\right)} d\nu d\Omega. \quad (3.20)$$

Esta ecuación es válida para un diferencial de ángulo sólido en dirección  $\vec{S}_0$ , entonces para una dirección (extensión) cualquiera que esté dada por  $\vec{S} = \vec{S}_0 + d\vec{s}$  tendremos lo siguiente:

$$V''(\vec{B}, \vec{S}_0, d\vec{s}, \tau_i) = I_\nu A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c} + \frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c} - \tau_i\right)} d\nu d\Omega. \quad (3.21)$$

Podemos definir al punto en la fuente que se encuentra en dirección  $\vec{S}_0$  como el ‘punto de referencia de fase del mapa’ cuyo retraso geométrico debe ser compensado instrumentalmente, de tal forma que tomando en cuenta el tiempo instrumental, este puede ser modificado y ajustado para que sea:

$$\tau_i = \frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c} + \tau'_i. \quad (3.22)$$

Si sustituimos (3.22) en (3.21) entonces obtenemos que:

$$\begin{aligned} V''(\vec{B}, \vec{S}_0, d\vec{s}, \tau'_i) &= I_\nu A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c} + \frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{S}_0}{c} - \tau'_i\right)} d\nu d\Omega \\ &= I_\nu A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c} - \tau'_i\right)}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Ahora, para poder obtener la contribución de toda la fuente en todo el ancho de banda, debemos integrar para toda frecuencia y todo ángulo sólido de tal forma que:

$$V'(\vec{B}, \vec{S}_0, \tau'_i) = \int_{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\nu} A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c} - \tau'_i\right)} d\nu d\Omega, \quad (3.24)$$

donde  $\Omega$  es un ángulo sólido que tiene la capacidad de incluir toda la fuente. En (3.24) podemos aplicar la transformada de Fourier para prescindir de la integral sobre la frecuencia y de la dependencia en  $\tau'_i$ , obteniendo lo siguiente:

$$\int V'(\vec{B}, \vec{S}_0, \tau'_i) e^{i2\pi\nu\tau'_i} d\nu = \int_{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\nu} A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c}\right)} e^{-i(2\pi\nu)\tau'_i} d\nu d\Omega, \quad (3.25)$$

$$V(\vec{B}, \vec{S}_0) = \int_{\Omega} I_{\nu} A_e e^{i(2\pi\nu)\left(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c}\right)} d\Omega. \quad (3.26)$$

En la relación obtenida en (3.26) estamos considerando las variables  $V$ ,  $I_{\nu}$  y  $A_e$  como constantes en la frecuencia, ya que, en la práctica, los receptores responden a un ancho de banda  $\Delta\nu$  pequeño comparado con la frecuencia central  $V_0$ . Entonces, de (3.26) tenemos que  $V(\vec{B}, \vec{S}_0)$  es la visibilidad compleja de la fuente, la cual tiene una intensidad dada por  $I_{\nu}$ , a partir de aquí resulta conveniente pasar dicha ecuación a un sistema coordenado que resulte más práctico. Para ello consideramos al diferencial del vector  $d\vec{s}$  que nos proporciona la posición de un punto en la fuente respecto al punto dado por  $\vec{S}_0$  tal y como se muestra en la Figura 3.2 y que  $\vec{S}_0$  es unitario lo que implica que las componentes de  $d\vec{s}$  están en radianes y las podemos definir a través de las siguientes consideraciones, si  $d\vec{s} = (x, y)$  entonces podemos sustituir el vector  $\vec{B} = (B_x, B_y)$  en  $\nu_0 \frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c}$  de tal forma que:

$$\frac{\nu_0(B_x, B_y) \cdot (x, y)}{c} = \frac{\nu_0}{c}(B_x, B_y) \cdot (x, y). \quad (3.27)$$

Ahora, por propiedad de las ondas, tenemos que:

$$\nu_0 \lambda_0 = c \quad \therefore \quad \frac{\nu_0}{c} = \frac{1}{\lambda_0}. \quad (3.28)$$

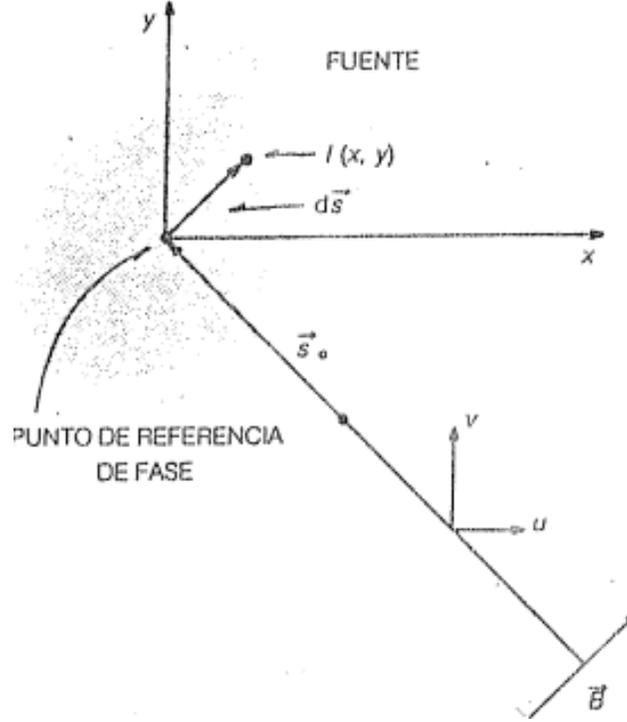


Figura 3.2: Esquematización en el plano  $(x, y)$  de un punto cualquiera en la fuente que queda definido respecto al punto de referencia de fase por el vector  $d\vec{s} = (x, y)$  y donde las variables  $(u, v)$  son proyecciones del vector de la línea de base  $\vec{B}$  (Rodríguez, 1984).

Considerando (3.28), entonces:

$$\left( \frac{B_x}{\lambda_0}, \frac{B_y}{\lambda_0} \right) \cdot (x, y), \quad (3.29)$$

y de aquí definimos:

$$\frac{B_x}{\lambda_0} = u, \quad (3.30)$$

$$\frac{B_y}{\lambda_0} = v. \quad (3.31)$$

Si sustituimos nuestras definiciones de (3.30) y (3.31) en (3.29) y realizamos la operación, obtenemos lo siguiente:

$$(u, v) \cdot (x, y) = \frac{\nu_0 \vec{B} \cdot d\vec{s}}{c}, \quad (3.32)$$

$$ux + vy = \frac{\nu_0 \vec{B} \cdot d\vec{s}}{c}. \quad (3.33)$$

Entonces, tenemos que las variables adimensionales (ya que están dadas en longitudes de onda)  $(u, v)$  son las proyecciones de la línea de base  $\vec{B}$  sobre las coordenadas  $(x, y)$  respectiva-

mente. Dado lo anterior y con (3.26) obtenemos la ecuación básica de la radiointerferometría (Rodríguez, 1984):

$$\begin{aligned} V(u, v) &= \int_{\Omega} I : \nu(x, y) A_e(x, y) e^{i(2\pi)(ux+vy)} d\Omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\nu}(x, y) A_e(x, y) e^{i(2\pi)(ux+vy)} dx dy. \end{aligned} \quad (3.34)$$

De forma práctica podemos ver el problema considerando que tenemos el plano  $(x, y)$  en el cielo donde a su vez hay una fuente que tiene una intensidad  $I(x, y)$ . Cuando un interferómetro hace una observación, este produce un punto de visibilidad en el plano  $(u, v)$  que está en la Tierra y determinado por la forma en la que están dispuestos los radiotelescopios del interferómetro en cuestión. Conforme la fuente se mueve en el cielo, la proyección de la línea de base ( $\vec{B}$ ) en el plano  $(x, y)$  va cambiando y con ello se obtienen las visibilidades en diferentes puntos de  $(u, v)$ .

Así pues, los interferómetros constituidos por varios radiotelescopios distribuidos de forma específica producen simultáneamente grandes cantidades de visibilidades en el plano  $(u, v)$ ; idealmente sería posible conocer exactamente la intensidad  $I(x, y)$  de la fuente aplicando la transformada de Fourier al plano  $(u, v)$  sin embargo, para ello deberíamos poder medir la visibilidad de la fuente en todo el plano  $(u, v)$ . No obstante, con un plano  $(u, v)$  que tenga puntos suficientes, la transformada de Fourier puede producir mapas de calidad aceptable, los cuales son conocidos como ‘mapas sucios’, mismos que no han recibido ninguna manipulación adicional a lo descrito hasta este punto. Por otro lado, los mapas sucios muestran estructuras de baja intensidad causadas por el llenado no ideal del plano  $(u, v)$  denominadas lóbulos. En lo que se considera como un ‘buen mapa sucio’ estos lóbulos deben ser de 10 a 100 veces más débiles que las estructuras reales, pero esto solo es suficiente en el caso en el que nos interesen las partes más intensas de las regiones que pretendemos estudiar. Para estudiar las partes de emisión débil es necesario procesar el mapa ‘limpiándolo’ (Rodríguez, 1984). Esta técnica de procesamiento fue desarrollada por Högbom (1974), y para entenderla, comenzaremos por obtener la  $V(u, v)$  de una fuente pequeña colocada en el

punto de referencia dado por  $(x, y) = (0, 0)$  considerando (3.34) obtendríamos que:

$$V(u, v) = I(0, 0)A_e(0, 0)\Omega_f, \quad (3.35)$$

donde  $\Omega_f$  es el ángulo sólido de nuestra fuente, mismo que debemos considerar mucho menor que la resolución angular de nuestro interferómetro. La visibilidad de una fuente muy pequeña es constante para cualquier punto  $(u, v)$ , pero en la práctica cuando falta información para ciertas regiones del plano  $(u, v)$  se toma  $V(u, v) = 0$  para dichas regiones.

Aplicando lo anterior a nuestro caso, la visibilidad medida es una superficie plana con valor dado por (3.35) para la mayoría del plano  $(u, v)$  pero en algunas regiones se vuelve cero. Si obtenemos la transformada de Fourier a dicha visibilidad, aún y considerando los ceros, obtenemos una  $I(x, y)$  en la cual se encuentra la fuente central y tiene máximos y mínimos (lóbulos) distribuidos en todo el mapa. La  $I(x, y)$  que se obtiene de esta forma se le denomina el ‘haz sucio del interferómetro’. Intuitivamente, los lóbulos aparecen en los mapas, ya que la transformada de Fourier de una función con discontinuidades tiene que tener muchas componentes de alta frecuencia para poder describirlas. Para quitar el efecto de los lóbulos la técnica más utilizada es la de limpiar el mapa, para tales efectos debemos pensar en la fuente como si estuviera formada por muchas componentes pequeñas que producirán en el mapa sucio una contribución geométrica igual a la del haz sucio, entonces tomamos el punto más intenso del mapa y le restamos un haz sucio, posteriormente lo que debemos hacer es repetir el procedimiento con el nuevo punto más intenso y repetimos sucesivamente todos los cientos o miles de veces que sea necesario hasta que eliminamos todo el ruido en el mapa. Es posible obtener un haz limpio, es decir, sin lóbulos, ajustando una función Gaussiana al lóbulo principal del haz sucio y repitiendo el proceso anterior, pero esta vez a la inversa y sumando una a una las componentes que restamos, pero usando para ellas la forma del haz limpio (Högbom, 1974).

Es así como podemos llegar a lo que se conoce como ‘mapa limpio’ el cual como acabamos de ver se encuentra libre del efecto de los lóbulos y generalmente nos permite apreciar estructuras que no son tan fáciles de distinguir en un mapa sucio (Rodríguez, 1984).

### 3.1.1. Proceso de calibración de datos interferométricos, corrección de la corrupción de fase y amplitud de las ondas de radio

La limpieza de un mapa es suficiente para los casos en que los datos únicamente presentan anomalías que tengan que ver con cubrir por completo el plano  $(u, v)$ . No obstante, existe un problema muy común en la generación de mapas que es la corrupción de la fase, medida en uno o varios radiotelescopios de los interferómetros. Esta corrupción tiene la particularidad de ocurrir esporádicamente y ser de magnitud variable e impredecible, los casos que la pueden generar van desde los cambios en las características de la atmósfera recorrida por la radiación hasta problemas internos en la electrónica misma del sistema, genéricamente cualquier suceso que induzca un corrimiento de fase en el voltaje medio crea una corrupción de fase. El efecto de dicha corrupción es embarrar la señal en el mapa provocando que llegue a regiones que no le corresponden, regularmente las estimaciones de corrupción suelen ser pequeñas (varían entre cada interferómetro) o que implica que solo una fracción relativamente pequeña de las visibilidades que se obtengan estarían corrompidas significativamente, pero nuevamente este es un efecto que podríamos ignorar solo en el caso en el que estemos interesados únicamente en las partes más intensas de las regiones que estudiemos. Para obtener información sobre la emisión débil de las regiones a estudiar se debe emplear alguna técnica que permita eliminar o reducir la corrupción de fase (Rodríguez, 1984).

La técnica en cuestión es la autocalibración, la cual solo es aplicable a interferómetros con tres o más radiotelescopios y se realiza de la siguiente forma: Primero se saca la transformada de Fourier de la visibilidad observada cuando está aun sin corregir para obtener un mapa sucio, al tomar las partes de la fuente que están notoriamente por arriba del ruido se construye un modelo de ella, después a ese modelo se le saca la transformada inversa de Fourier y se obtiene un modelo para la visibilidad de la fuente, ya que ese modelo se obtiene con la emisión dominante del mapa, se espera que las visibilidades observadas que tienen poca corrupción entonces tengan un valor cercano al modelo y que las visibilidades con corrupción considerable tengan valores que difieran del modelo, ya que al aparecer en el mapa como ruido no tendrían que ser tomadas en el modelo.

Para aplicar la autocalibración debe haber una fuente relativamente intensa en el haz,

ya que se necesita que cada visibilidad individual tenga suficiente cociente de señal a ruido y tenga sentido pretender minimizarla. Las visibilidades se corrigen y entonces se vuelve a hacer un mapa sucio, el cual de mostrar un resultado satisfactorio procederíamos a limpiarlo, de no ser así se puede hacer un nuevo modelo con el nuevo mapa sucio e iterar el procedimiento hasta que el ruido de la imagen resultante se acerca al ruido teórico sin generar fuentes ficticias.

La autocalibración funciona, ya que si un punto de visibilidad presenta corrupción por problemas de fase, esta afecta de la misma forma a las componentes intensas y a las débiles, de tal forma que al aplicar la corrección al componente intenso estamos corrigiendo también el componente débil (Cornwell, 1982). Dado lo anterior, la autocalibración tiene dos consecuencias principales:

- Devuelve la emisión de la componente dominante de las visibilidades que se encuentra corrida o embarrada en el mapa a su posición correspondiente, permitiendo ver las componentes débiles.
- Mejora la definición de todas las componentes del mapa.

Con estas técnicas de formación de imágenes es posible detectar estructuras débiles de regiones de interés con contrastes que nos permiten acceder a información útil, como la densidad de flujo y las velocidades, proveniente de emisiones en longitudes de onda que solo son posibles de estudiar con radiotelescopios e interferómetros.

# Capítulo 4

## Metodología

Para la realización de este trabajo se utilizó una observación realizada por el interferómetro Atacama Large Millimeter Array (ALMA) en 2017 al disco protoplanetario de tipo transicional asociado a la fuente 2MASS J16042165-2130284 ubicado a  $\sim 150$  pc, el cual forma parte del catálogo 2MASS (Two Micron All-Sky Survey/Reconocimiento en dos micrómetros de todo el cielo) y que se estima tiene una edad de entre 5 y 12 millones de años (Canovas et al., 2017). Los datos fueron procesados con el software CASA (Common Astronomy Software Applications) y las imágenes con la interfaz de CARTA (Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy).

### 4.1. Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA)

El Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA) es un interferómetro internacional que se encuentra ubicado en el desierto de Atacama, al norte de Chile, a 5,000 metros de altura sobre el nivel del mar. Está formado por un conjunto de 66 antenas reconfigurables de alta precisión las cuales están distribuidas en tres conjuntos, los cuales son un conjunto principal de 50 antenas de 12 metros de diámetro, un conjunto de potencia total de 4 antenas de 12 metros de diámetro y un conjunto compacto llamado Atacama Compact

Array de 12 antenas de 7 metros de diámetro. Este interferómetro tiene un área total de recolección de 6,600 metros cuadrados y por ser reconfigurable brinda la posibilidad de trabajar una gran cantidad de líneas de base, permitiendo una fidelidad de imagen notable en relación con interferómetros anteriores, además tiene una cobertura espectral de diez ventanas atmosféricas con un 50% de transmisión por encima de 35  $GHz$ , con un ancho de banda de 8  $GHz$  y modos de correlador flexibles (Hills & Beasley, 2008).

#### 4.1.1. Archivo científico del ALMA

Las primeras observaciones que realizó el observatorio ALMA fueron el 2 de marzo de 2011. Desde ese entonces, las observaciones de ALMA se han almacenado en el ALMA Science Archive (ASA), traducido del inglés ‘Archivo Científico del ALMA’. El ASA es de acceso público y se puede consultar utilizando varios criterios, contiene todas las observaciones científicas de los proyectos de investigación, incluidos los proyectos regulares, los proyectos que utilizan ALMA como un conjunto en fase para realizar interferometría de larga base, etcétera (J. & J., 2024).

Así mismo, el archivo científico también contiene datos de calibradores y datos de verificación científica. Los datos tomados para los proyectos regulares de ALMA son de propiedad exclusiva del solicitante durante 12 meses después de que se haya entregado el conjunto de unidades de observación al investigador principal y los datos para los proyectos de tiempo discrecional de director son de propiedad exclusiva durante 6 meses después de la entrega. Después del período de propiedad exclusiva, los datos se vuelven públicos. Todos los proyectos de verificación científica publicados también están disponibles públicamente (J. & J., 2024).

#### 4.1.2. Estructura de datos del ALMA

El Archivo Científico de ALMA contiene paquetes de datos para cada proyecto propuesto. Los proyectos científicos se dividen en la etapa de propuesta en ‘objetivos científicos’ según el propósito, la configuración espectral y la sensibilidad esperada de la observación. Un objetivo científico consiste en un conjunto de ámbitos que se observan utilizando un con-

junto específico de ajustes espectrales para lograr un conjunto de objetivos de sensibilidad y resolución angular específicos. Cada objetivo se traduce en la etapa de observación, la recopilación de los datos de todas las repeticiones de las observaciones realizadas y la elaboración de una unidad descargable de los datos recabados de cada observación (J. & J., 2024).

### 4.1.3. Interfaz de consultas y resultados del archivo científico del ALMA

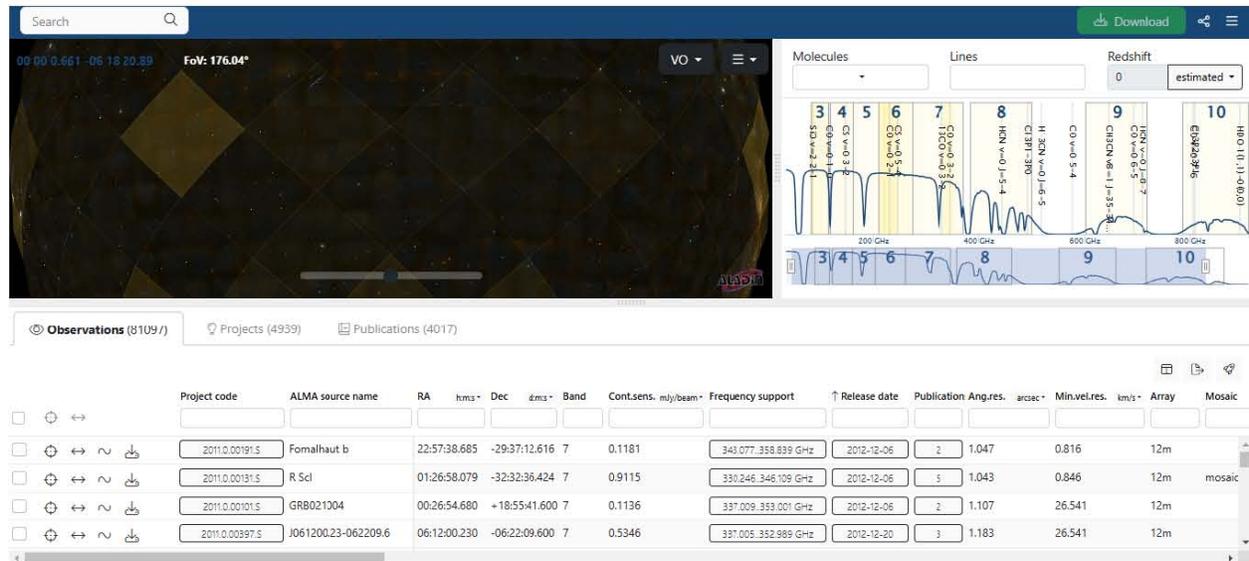
Dentro de la interfaz de la [página web](#)<sup>\*</sup> del archivo científico del ALMA se encuentran los archivos descargables correspondientes a cada observación, las noticias, consejos y preguntas frecuentes acerca de ALMA.

El panel superior de la Figura 4.1a muestra la interfaz de búsqueda y resultados de búsqueda del archivo científico, tal como aparece cuando se abre por primera vez. La parte superior izquierda muestra imágenes de una región del cielo utilizando Aladin Lite (atlas celeste en línea, orientado a la visualización de regiones del cielo), cuando se amplía, este panel muestra la cobertura del cielo de observaciones individuales de ALMA. En la parte superior izquierda de la página, sobre el panel de imágenes, se encuentra el cuadro de búsqueda, que es un rectángulo blanco con un icono de lupa. Al pasar el puntero sobre el cuadro de búsqueda, se expande para mostrar una serie de claves de búsqueda como se muestra en el panel inferior de la Figura 4.1b. El panel inferior de la interfaz muestra la tabla de resultados, de forma predeterminada muestra todas las observaciones de ALMA cuando no se especifican claves de búsqueda. Así mismo, en el panel superior derecho de la interfaz se muestra en amarillo, la cobertura espectral de los datos en la tabla de resultados. Al pasar el cursor sobre una observación específica en la tabla de resultados, se resaltará en amarillo dentro del gráfico espectral y los datos seleccionados de la tabla de resultados aparecerán en naranja. El panel también muestra de forma predeterminada una curva de transmisión atmosférica típica de ALMA y una selección de frecuencias de líneas espectrales moleculares desplazadas al corrimiento al rojo estimado de las observaciones mostradas. Las líneas espectrales específicas pueden seleccionarse utilizando el cuadro desplegable “Molecules” o ingresando

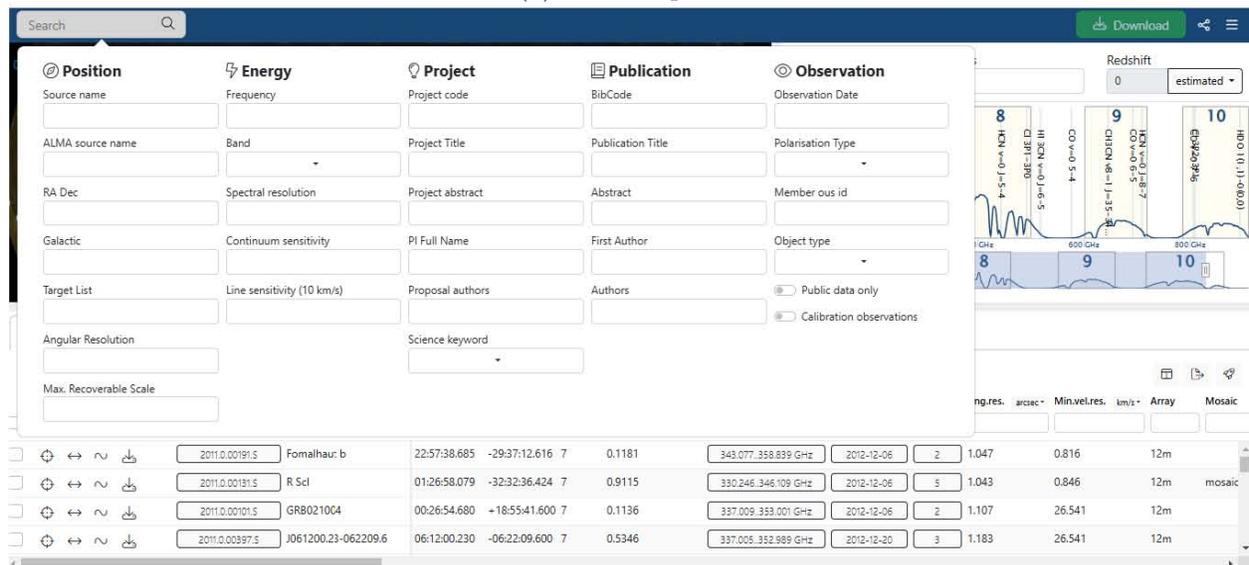
---

<sup>\*</sup><https://almascience.nrao.edu/aq/>

la línea molecular de interés o parte del nombre de la línea molecular en el cuadro “Lines”. Además, la ubicación de las líneas se puede ajustar insertando manualmente un corrimiento al rojo. El panel de imágenes, el panel espectral y el panel de la tabla de resultados se pueden redimensionar según sea necesario.



(a) Panel superior



(b) Panel inferior

Figura 4.1: La interfaz web del archivo científico del ALMA. El panel superior muestra la vista inicial. El panel inferior muestra el cuadro de búsqueda ampliado, que está marcado por un rectángulo con una lupa en la parte superior izquierda de la página (J. & J., 2024).

#### 4.1.4. Proyecto 2017.1.01180.S

Los datos utilizados para el desarrollo de este trabajo se descargaron del archivo científico del ALMA a través de código 2017.1.01180.S que corresponde a un proyecto propuesto por Ryan Loomis como investigador principal titulado ‘Detección cinemática de deformaciones en los discos de las estrellas Dipper’, la observación solicitada para llevar a cabo dicho proyecto, fue realizada en 2017; los datos resultantes son los utilizados en este trabajo, suman 16 gigabytes incluyendo productos, tablas de calibración, pipelines, scripts y FITS (Flexible Image Transport System) correspondientes a la observación.

## 4.2. Common Astronomy Software Applications (CASA)

Common Astronomy Software Applications (CASA) es el principal **software**\*\* de procesamiento de datos para el Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA) y el Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) sin embargo, también se utiliza con frecuencia para otros radiotelescopios. El software CASA puede procesar datos tanto de radiotelescopios de antena única como de un conjunto de estas. Una de sus aplicaciones principales es respaldar los procesos de reducción de datos e imágenes para el ALMA, el Very Large Array (VLA) y el Very Large Array Sky Survey (VLASS) por medio de funciones que se utilizan con el lenguaje de programación Python, este software se basa en las bibliotecas desarrolladas por el Astronomical Image Processing System++ (AIPS++) (McMullin et al., 2007). CASA es desarrollado por un equipo internacional de científicos con sede en el National Radio Astronomy Observatory (NRAO), el European Southern Observatory’s (ESO) y el National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ), bajo la dirección del NRAO.

### 4.2.1. Procesamiento de datos

Los datos empleados en la realización de este trabajo se calibraron y autocalibraron utilizando Common Astronomy Software Applications (CASA) en su versión 6.4.1. La obtención de imágenes de las visibilidades calibradas se realizó con las tablas de calibración

---

\*\*Disponible en: <https://casa.nrao.edu/>

provenientes de los datos descargados del archivo científico del ALMA correspondientes al proyecto con código 2017.1.01180.S usado en este trabajo utilizando las herramientas CLEAN y TCLEAN de CASA. Se estableció el parámetro ‘robusto’ que se encarga de pesar las antenas y darle mayor resolución a lo que demande nuestra observación (en este caso a la emisión del disco) de la herramienta CLEAN en CASA en **natural** para las líneas espectrales del CO (3-2) y del HCO<sup>+</sup> (4-3) y en **0.5** para el continuo. Así mismo, el parámetro ‘threshold’ fue establecido en  $1 \times 10^{-5}$ . Los demás parámetros definidos en CLEAN se mantuvieron con sus valores por defecto. Seguido de estos cambios se ejecutó la herramienta TCLEAN con 100,000 iteraciones para cada imagen. Posteriormente, se realizó una autocalibración a las imágenes quitando el aporte de las líneas espectrales a la imagen de la emisión del continuo y a su vez quitando el aporte del continuo a las imágenes de las líneas espectrales; en las imágenes resultantes el ruido de la imagen de la emisión continua fue de  $6.3 \times 10^{-5}$  Jy/beam, el de la línea espectral del CO (3-2) de  $1.06 \times 10^{-2}$  Jy/beam y el de la línea espectral del HCO<sup>+</sup> (4-3) de  $1.05 \times 10^{-2}$  Jy/beam. Las imágenes obtenidas de estos procedimientos se utilizaron para generar las imágenes finales en CARTA.

### 4.3. Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA)

Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA) es una herramienta de análisis y visualización de imágenes diseñada para los observatorios ALMA, VLA y Square Kilometre Array (SKA). CARTA adopta una estructura usuario-servidor que permite visualizar imágenes con archivos de gran tamaño (de gigabytes a terabytes) que se obtienen fácilmente a partir de observaciones del ALMA, el VLA o el SKA. En una estructura como esta, la computación y el almacenamiento de datos se manejan mediante servidores remotos de clase empresarial o clústers con almacenamiento de alto rendimiento, mientras que los productos procesados se envían a los usuarios solo para su visualización con funciones web como la renderización acelerada por unidad de procesamiento de gráficos (GPU por sus siglas en inglés). Esta arquitectura permite a los usuarios interactuar con los archivos científicos

de ALMA y VLA utilizando CARTA como interfaz. En CARTA se pueden realizar gráficos interactivos de posición y velocidad, gráficos de momentos, estadísticas de imágenes, espacios de trabajo para guardar y compartir el estado de una sesión interactiva, entre otras (Ott & Carta Team, 2024).

### 4.3.1. Procesamiento de imágenes

Las imágenes finales de este trabajo se obtuvieron con el visualizador Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA) a partir de las imágenes resultantes de los procesos de calibración y autocalibración realizados con CASA hacia los datos del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284. En CARTA se utilizaron las imágenes libres de los aportes de la emisión continua para las líneas y de líneas espectrales para el continuo descritas en la sección 4.2.1.

Para la Figura 5.1 de este trabajo se utilizaron las imágenes del mapa original, el mapa autocalibrado y el mapa autocalibrado sin el aporte de las líneas espectrales obtenidas con CASA para la emisión continua, el procesamiento dentro de CARTA consistió en establecer un mapa de color específico cuyo nombre dentro del programa es ‘inferno’ para las tres imágenes (que de hecho también fue utilizado para la mayoría de las imágenes de los momentos de las líneas espectrales) y agregar las etiquetas correspondientes a la Ascensión Recta y Declinación en el eje de las X y las Y respectivamente.

En el caso de la Figura 5.2 los once momentos (del 0 al 10) que la conforman fueron generados en CARTA utilizando la imagen autocalibrada y sin el aporte de la emisión continua que se obtuvo en CASA para la línea espectral del CO (3-2), para ello en CARTA se seleccionó la región de la emisión superponiendo un contorno que la encerrara antes de generar los momentos, así mismo se ajustó la posición y tamaño de la fuente respecto a la imagen para que todas tuvieran las mismas dimensiones, después se le indicó al software que se generarán los once momentos en una sola ejecución y una vez generados se les agregó la escala de color con unidades y valores correspondientes a cada uno de ellos, las etiquetas correspondientes a la ascensión recta y declinación en el eje de las X y de las Y de la imagen respectivamente y se establecieron los mapas de color que usarían cada una de las imágenes

siendo este el de nombre ‘inferno’ para todos los momentos a excepción del 1, 4 y 9 en los cuales se seleccionó el mapa ‘seismic’ esta diferenciación decidió emplearse, ya que los momentos 1, 4 y 9 muestran variaciones en términos de velocidad, estos cambios son más fáciles de denotar plasmando un efecto doppler con la paleta de colores seleccionada y procurando centrar la imagen en la velocidad central.

Por último, para la generación de las imágenes que conforman la Figura 5.3 se utilizó la imagen autocalibrada y sin el aporte de la emisión continua de la línea espectral del  $\text{HCO}^+$  (4-3) resultante del procesamiento en CASA; los once momentos del 0 al 10 que se observan en las imágenes se realizaron en CARTA, de igual forma seleccionando primero la región de la emisión encerrándola en un contorno para después ajustar la imagen y generar todos los momentos en una sola ejecución y que de esta forma todas tuvieran la misma dimensión. Una vez obtenidos los momentos, igualmente se agregaron las escalas de color con unidades y dimensiones correspondientes, se definieron las etiquetas del eje de las X y las Y de las imágenes y se determinaron los mapas de color con los que se presentan los resultados, para fines de homogeneidad todos los momentos a excepción del 1, 4 y 9 (también para esta línea espectral) fueron definidos con el mapa de color ‘inferno’ y los tres momentos de la excepción con el mapa ‘seismic’, ya que estos momentos denotan variaciones en términos de velocidad y este mapa permite percibirlo de manera más clara.

El procesamiento realizado con CARTA hacía las imágenes que se obtuvieron con CASA consistieron en términos generales en hacer un ajuste meramente visual a lo obtenido para la emisión continua y en generar los momentos 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 de cada una de las dos líneas espectrales observadas en el disco 2MASS J16042165-2130284 para cada línea los resultados obtenidos de la generación de dichos momentos se discuten en el capítulo 5 de este trabajo.

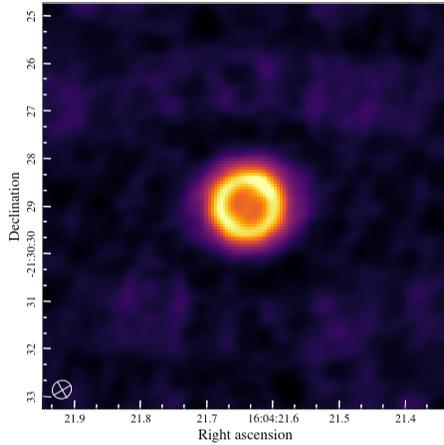
# Capítulo 5

## Resultados

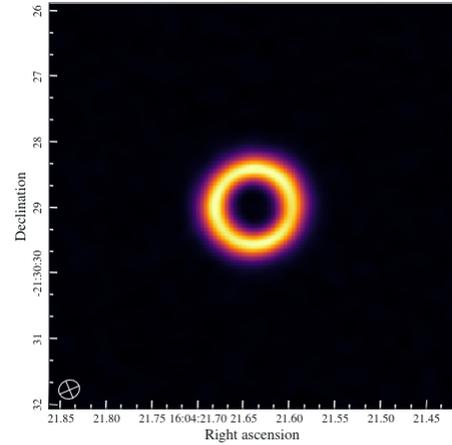
En este capítulo se presenta el análisis de los resultados obtenidos tras procesar con CARTA las imágenes provenientes del tratamiento realizado en CASA a los datos del disco protoplanetario transicional 2MASS J16042165-213028 que fueron recopilados del archivo de ALMA de una observación realizada en 2017 con el código de proyecto 2017.1.01180.S.

### 5.1. Mapa de emisión continua

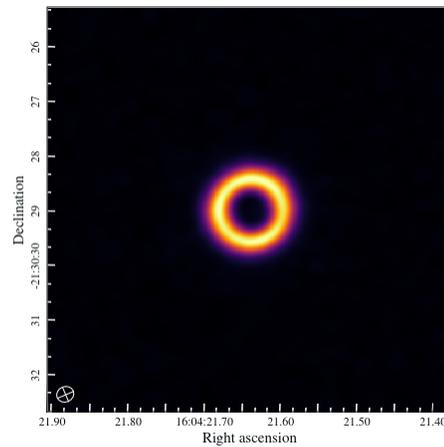
En la Figura 5.1 se presentan los mapas de la emisión continua del disco 2MASS J16042165-213028 en las diferentes etapas de su procesamiento siendo la Figura 5.1a la correspondiente al mapa original de la emisión en el que se observa un aporte considerable de ruido representado por el color morado visible fuera de la emisión central. Así mismo, en la Figura 5.1b se observa el mismo mapa tras realizar los tratamientos de calibración y autocalibración con el software CASA descritos en la sección 4.2.1 de este trabajo, en este mapa se observa la emisión del disco con un aporte mínimo de ruido que puede notarse por la nitidez de la fuente. Finalmente, en la Figura 5.1c observamos el resultado de tomar la imagen autocalibrada y procesada presentada en 5.1b y quitarle el aporte generado por la presencia de las líneas espectrales del CO (3-2) y del HCO<sup>+</sup> (4-3) presentes en el disco.



(a) Mapa original



(b) Mapa autocalibrado



(c) Mapa autocalibrado sin líneas espectrales

Figura 5.1: Comparación del mapa de la emisión continua

## 5.2. Momentos de la emisión en líneas

Los momentos obtenidos de las imágenes procesadas de la emisión en líneas espectrales del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 son:

- Momento 0: Valor integrado de las intensidades en el eje de velocidad.
- Momento 1: Coordenada de velocidad ponderada por intensidad.
- Momento 2: Dispersión de velocidades ponderada por intensidad.
- Momento 3: Mediana de intensidades en el eje de velocidad.
- Momento 4: Coordenada de la mediana del momento 3.

- Momento 5: Desviación estándar alrededor del promedio de las intensidades.
- Momento 6: Raíz cuadrada media del espectro.
- Momento 7: Valor absoluto de la desviación estándar respecto al promedio en el eje de velocidad.
- Momento 8: Valor de la mayor intensidad entre todos los canales del eje de velocidad.
- Momento 9: Coordenada del momento 8.
- Momento 10: Valor de menor intensidad entre todos los canales del eje de velocidad.

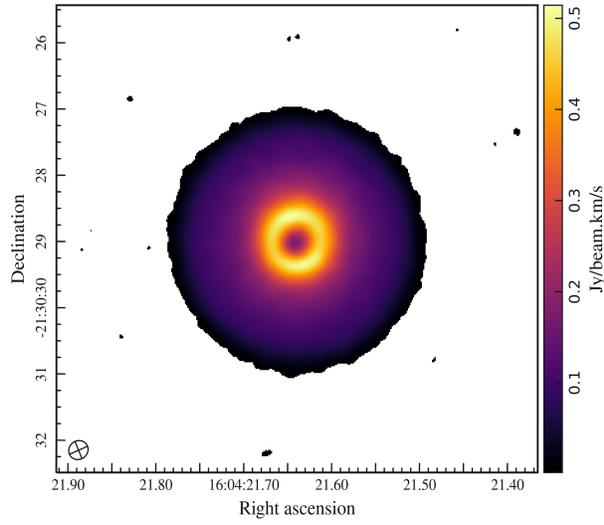
### 5.2.1. Línea espectral del CO (3-2)

En la Figura 5.2 se presentan las imágenes correspondientes a los momentos 0 a 10, provenientes del procesamiento en CARTA a la imagen resultante del tratamiento en CASA al cubo de datos de la emisión de la línea espectral del CO (3-2) presente en el disco protoplanetario transicional 2MASS J16042165-213028 procedente del archivo de ALMA. A continuación, se describen cada una de estas subfiguras y sus características principales:

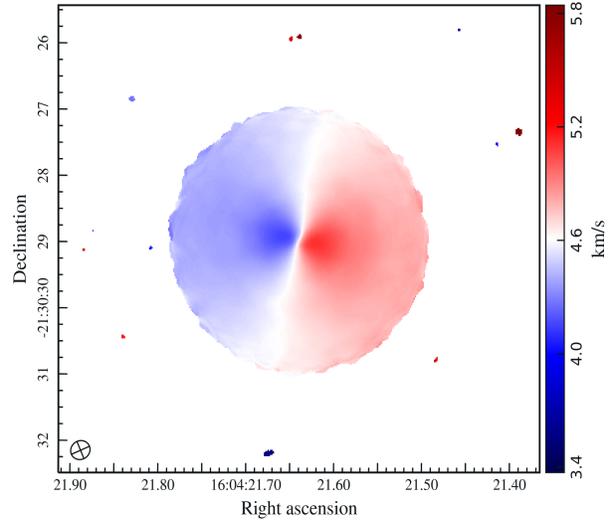
- **Momento 0 (Figura 5.2a):** Representa el valor integrado de la intensidad de la emisión a lo largo del eje de velocidad, que se encuentra en el rango de 0.1 a 0.5 Jy/beam  $\cdot$  km s<sup>-1</sup> con valores mínimos en el centro y en los bordes externos de la emisión de acuerdo con la escala de color definida.
- **Momento 1 (Figura 5.2b):** Muestra las coordenadas de la velocidad ponderada por la intensidad, expresadas en km s<sup>-1</sup>. Se observa un patrón de rotación en el disco, donde la región roja se aleja y la azul se aproxima al observador debido al efecto Doppler, con una velocidad central de aproximadamente 4.6 km s<sup>-1</sup> y con valores mínimo y máximo de 3.4 y 5.8 km s<sup>-1</sup> respectivamente.
- **Momento 2 (Figura 5.2c):** Representa la dispersión de velocidades ponderada por la intensidad, con valores que varían entre 0.1 y 0.4 km s<sup>-1</sup> y que se encuentran distribuidos de mayor a menor desde el centro de la emisión hasta los bordes exteriores de la misma de acuerdo con la escala de color mostrada.

- **Momento 3 (Figura 5.2d):** Corresponde a la mediana de intensidades en el eje de velocidad, en un rango que va de 0.14 a 0.41 Jy/beam mostrando valores mayores al centro y al borde externo de la emisión en función la escala de color seleccionada.
- **Momento 4 (Figura 5.2e):** Ilustra la coordenada de la mediana del momento 3, con valores que van de los 4.0 a los 5.8 km s<sup>-1</sup>, está representada con efecto Doppler y es posible distinguir una velocidad central de 4.6 km s<sup>-1</sup> gracias al mapa de color usado.
- **Momento 5 (Figura 5.2f):** Representa la desviación estándar alrededor del promedio de las intensidades, que de acuerdo a la escala mostrada tiene valores en el rango de 0.04 a 0.12 Jy/beam con valores máximos presentes en el centro y en los bordes externos.
- **Momento 6 (Figura 5.2g):** Corresponde a la raíz cuadrada media del espectro que va desde los 0.13 hasta los 0.37 Jy/beam, de acuerdo con el código de color.
- **Momento 7 (Figura 5.2h):** Muestra el valor absoluto de la desviación estándar respecto al promedio en el eje de velocidad que se encuentra entre 0.03 y 0.12 Jy/beam con valores mayores al centro y a los extremos de la emisión.
- **Momento 8 (Figura 5.2i):** Representa el valor máximo de intensidad entre todos los canales del eje de velocidad, sus valores van de los 0.1 a los 0.5 Jy/beam, en función de la barra de color.
- **Momento 9 (Figura 5.2j):** Ilustra la coordenada correspondiente al momento 8, con valores que van de 3.6 a 5.6 km s<sup>-1</sup> mostrando efecto Doppler y una velocidad central de 4.6 km s<sup>-1</sup>.
- **Momento 10 (Figura 5.2k):** Corresponde al valor mínimo de intensidad entre todos los canales del eje de velocidad, con un rango de 0.055 a 0.070 Jy/beam, según la escala de color.

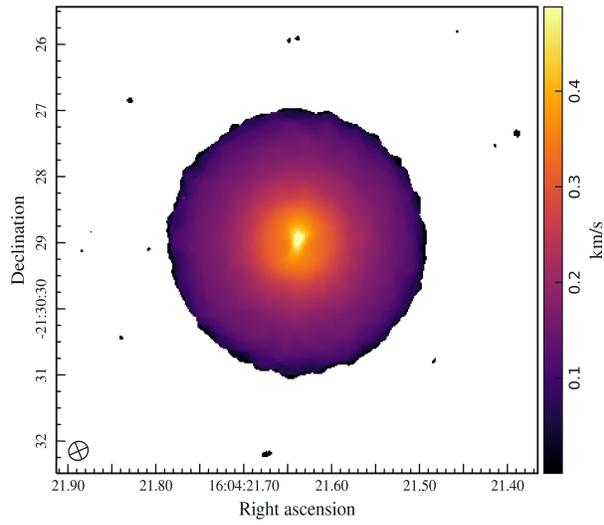
Cada una de las imágenes de los momentos obtenidas para esta línea espectral proporciona información clave sobre la distribución y dinámica del material en el disco protoplanetario, destacando fenómenos como la rotación y las variaciones en la intensidad y velocidad del mismo.



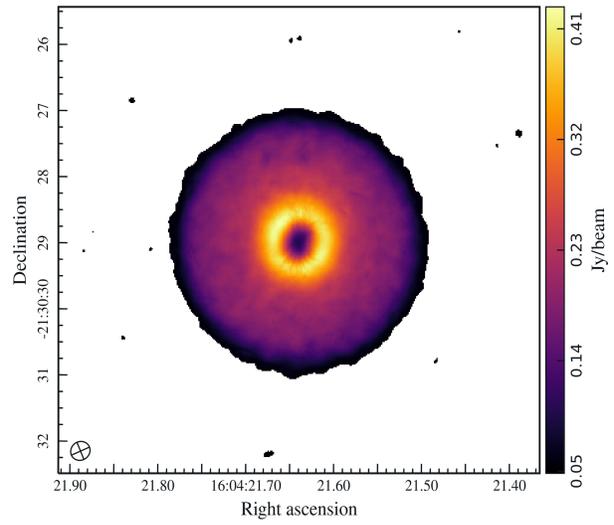
(a) Momento 0



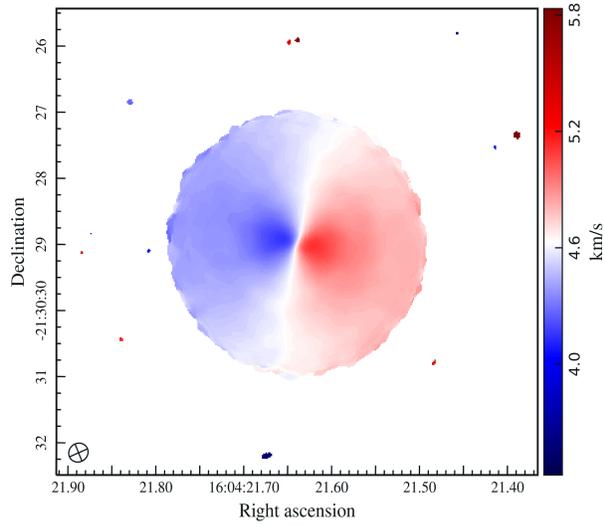
(b) Momento 1



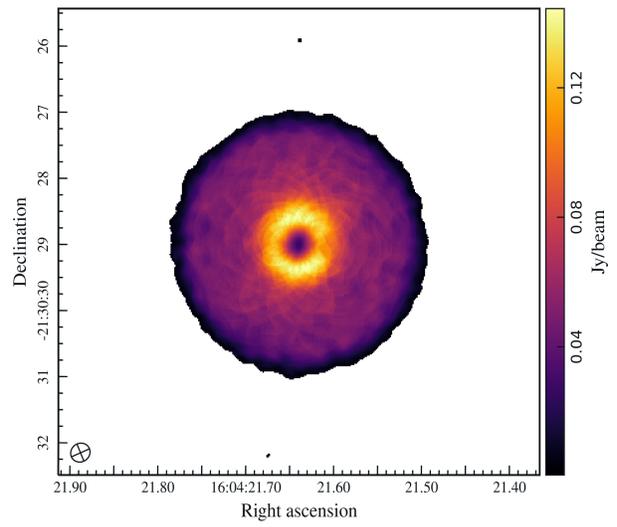
(c) Momento 2



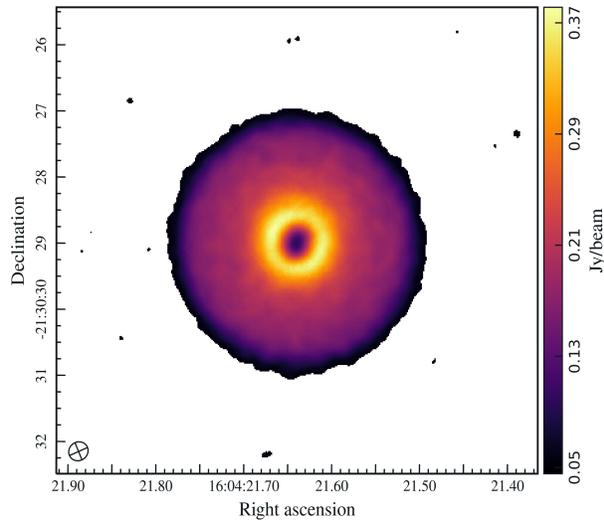
(d) Momento 3



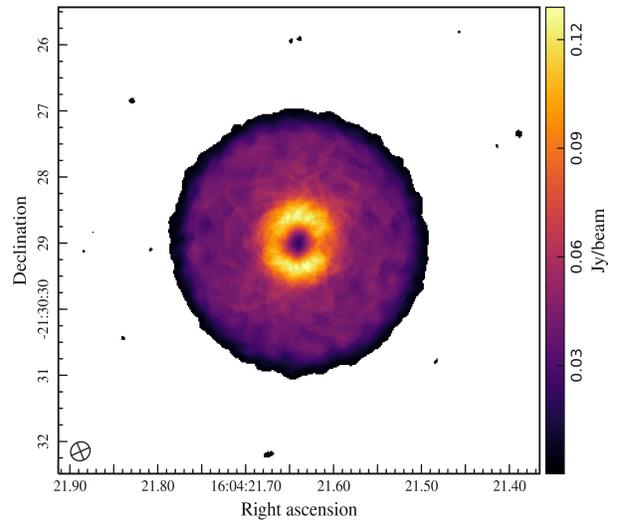
(e) Momento 4



(f) Momento 5



(g) Momento 6



(h) Momento 7

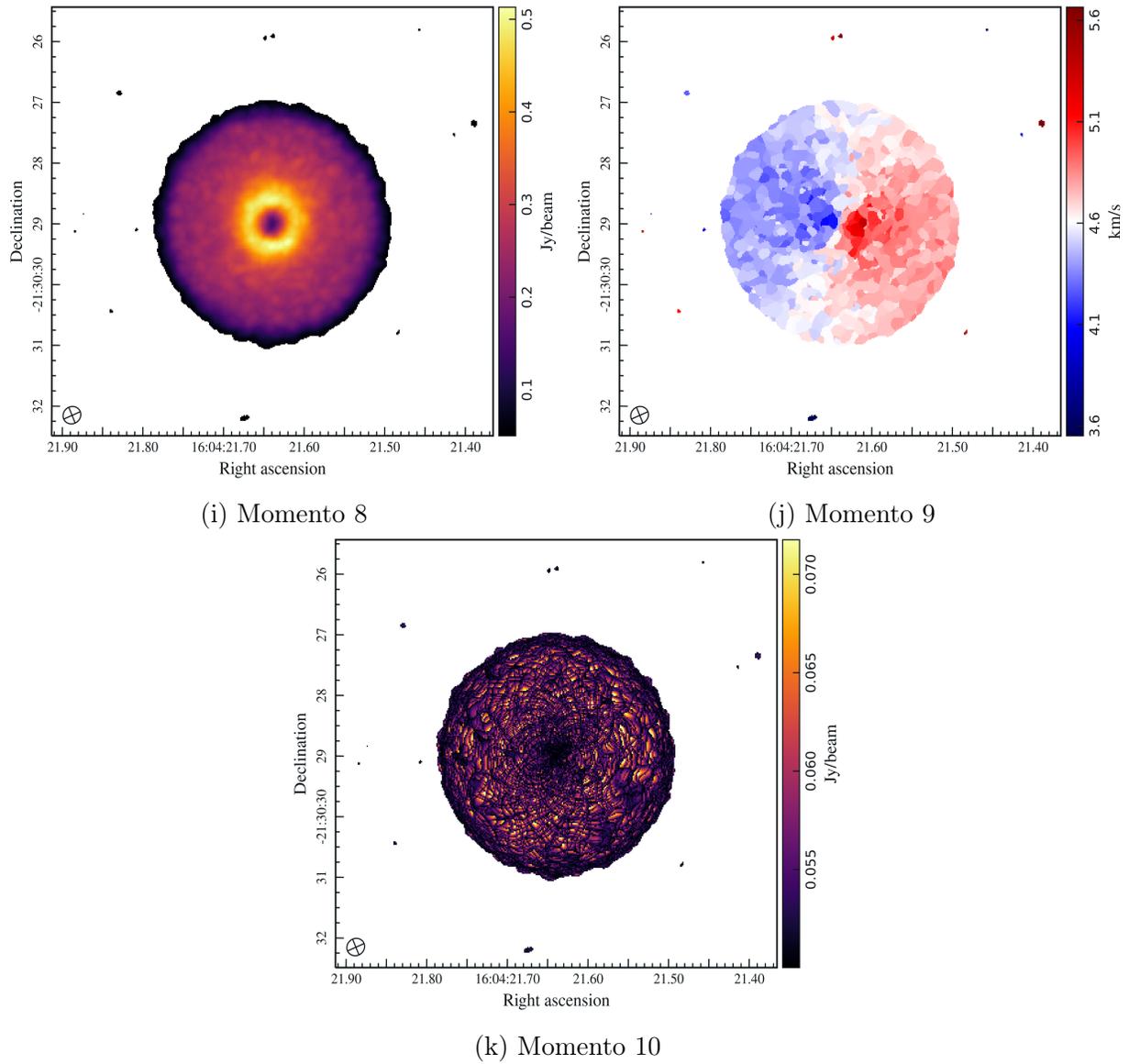


Figura 5.2: Momentos 0-10 de la emisión molecular del CO (3-2)

### 5.2.2. Línea espectral del $\text{HCO}^+$ (4-3)

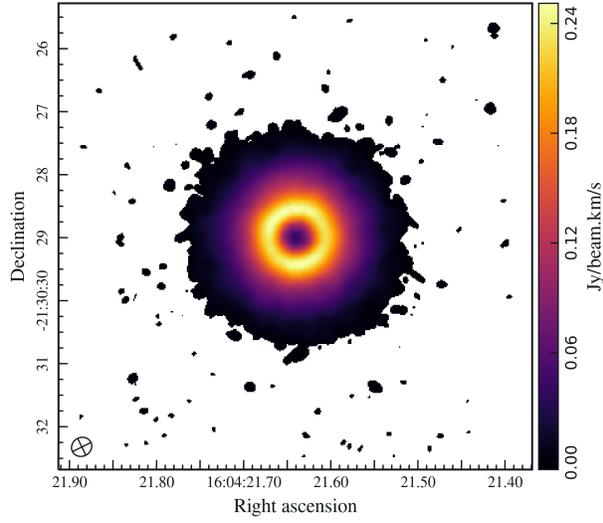
En la Figura 5.3 se presentan las imágenes correspondientes a los momentos 0 a 10, provenientes del procesamiento en CARTA de la imagen resultante del tratamiento en CASA al cubo de datos de la emisión de la línea espectral del  $\text{HCO}^+$  (4-3) presente en el disco protoplanetario transicional 2MASS J16042165-213028 procedente del archivo de ALMA. A continuación, se describen cada una de estas subfiguras y sus características principales:

- **Momento 0 (Figura 5.3a):** Describe el valor integrado de la intensidad de la emisión de la línea a lo largo del eje de velocidad, existente en el rango de 0.06 a 0.24 Jy/beam  $\cdot \text{km s}^{-1}$  con valores mínimos en el centro y en los bordes externos de la emisión en función de la escala de color definida.
- **Momento 1 (Figura 5.3b):** Muestra las coordenadas de la velocidad ponderada por la intensidad en  $\text{km s}^{-1}$ . Se observa un movimiento de rotación en el disco denotado por efecto Doppler donde la región roja se aleja y la azul se aproxima al observador, se tiene una velocidad central de aproximadamente  $4.6 \text{ km s}^{-1}$  y valores mínimo y máximo de  $4.1$  y  $5.6 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente.
- **Momento 2 (Figura 5.3c):** Representa la dispersión de velocidades ponderada por la intensidad, con valores que varían entre  $0.1$  y  $0.4 \text{ km s}^{-1}$  y que se encuentran distribuidos de mayor a menor desde el centro de la emisión hasta los bordes exteriores de la misma de acuerdo con la escala de color mostrada.
- **Momento 3 (Figura 5.3d):** Corresponde a la mediana de intensidades en el eje de velocidad, que se encuentra en un rango que va de  $0.12$  a  $0.33 \text{ Jy/beam}$  mostrando valores mayores al centro y al borde externo de la emisión de acuerdo la escala de color seleccionada.
- **Momento 4 (Figura 5.3e):** Ilustra la coordenada de la mediana del momento 3, cuenta con valores que van de los  $3.9$  a los  $5.3 \text{ km s}^{-1}$ , está representada con efecto Doppler y es posible distinguir una velocidad central de  $4.6 \text{ km s}^{-1}$  gracias al mapa de color usado.
- **Momento 5 (Figura 5.3f):** Representa la desviación estándar alrededor del promedio

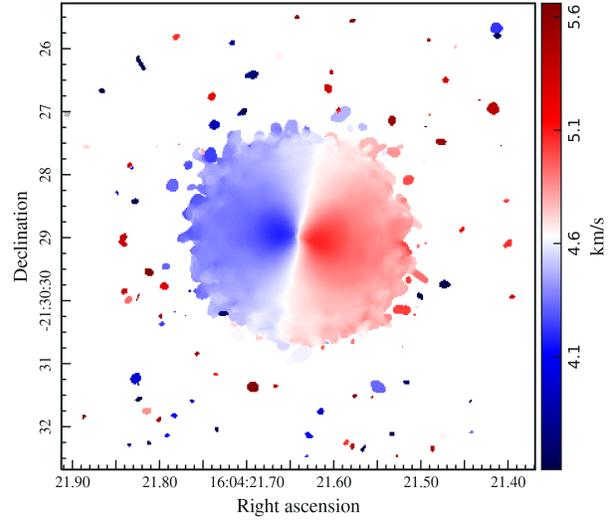
de las intensidades, de acuerdo a la escala mostrada está entre el rango de valores que va de 0.03 a 0.12 Jy/beam con valores máximos presentes en el centro y en el borde externo de la emisión.

- **Momento 6 (Figura 5.3g):** Corresponde a la raíz cuadrada media del espectro que va de 0.11 a 0.29 Jy/beam, de acuerdo con la escala de color.
- **Momento 7 (Figura 5.3h):** Muestra el valor absoluto de la desviación estándar respecto al promedio en el eje de velocidad que para esta línea va de 0.03 y 0.09 Jy/beam con valores mayores al centro y a los extremos de la emisión.
- **Momento 8 (Figura 5.3i):** Representa el valor máximo de intensidad entre todos los canales del eje de velocidad, sus valores se encuentran entre 0.1 y 0.4 Jy/beam de acuerdo con la escala de color mostrada.
- **Momento 9 (Figura 5.3j):** Ilustra la coordenada correspondiente al momento 8, con valores mínimo y máximo que van de 3.9 a 5.3 km s<sup>-1</sup> respectivamente, mostrando efecto Doppler y una velocidad central de 4.6 km s<sup>-1</sup>.
- **Momento 10 (Figura 5.3k):** Corresponde al valor mínimo de intensidad entre todos los canales del eje de velocidad que para esta línea se encuentra en un rango entre 0.055 y 0.070 Jy/beam en función de la escala de color.

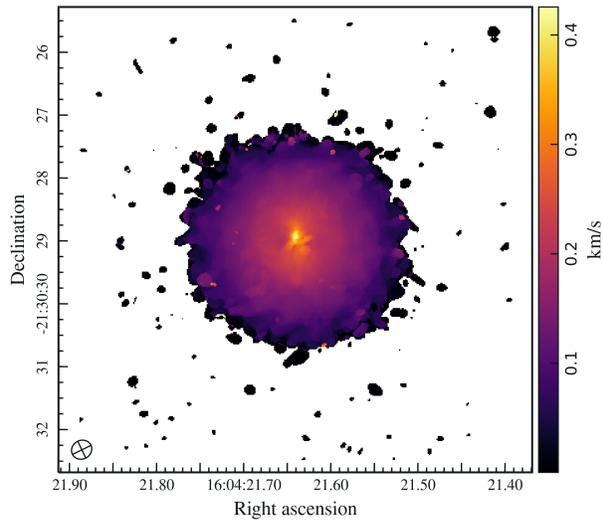
Cada una de las imágenes de los momentos obtenidas para esta línea espectral proporciona información clave sobre la distribución y dinámica del material en el disco protoplanetario, destacando fenómenos como la rotación y las variaciones en la intensidad y velocidad del mismo.



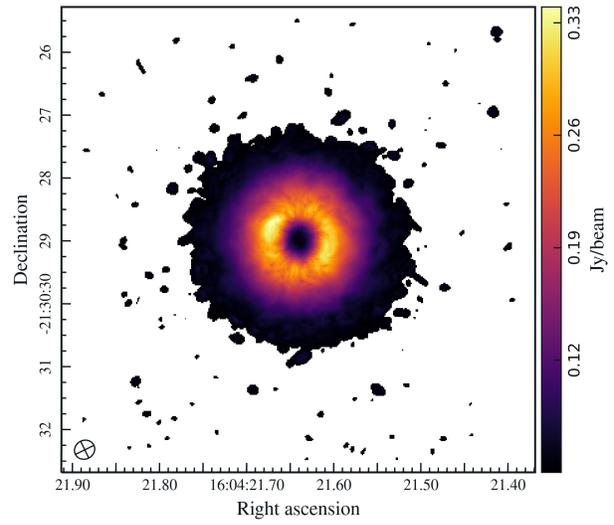
(a) Momento 0



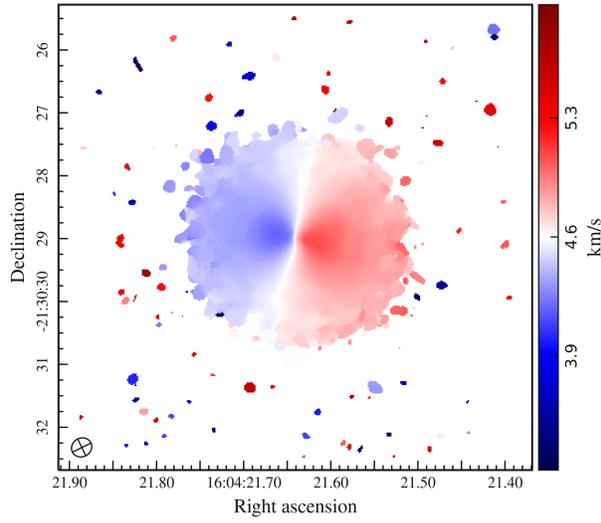
(b) Momento 1



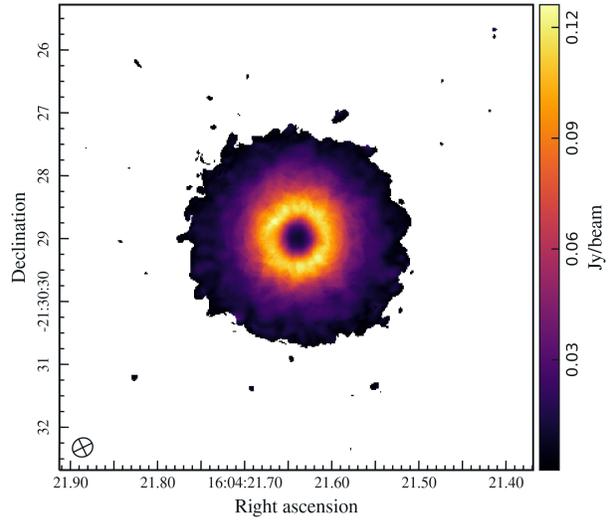
(c) Momento 2



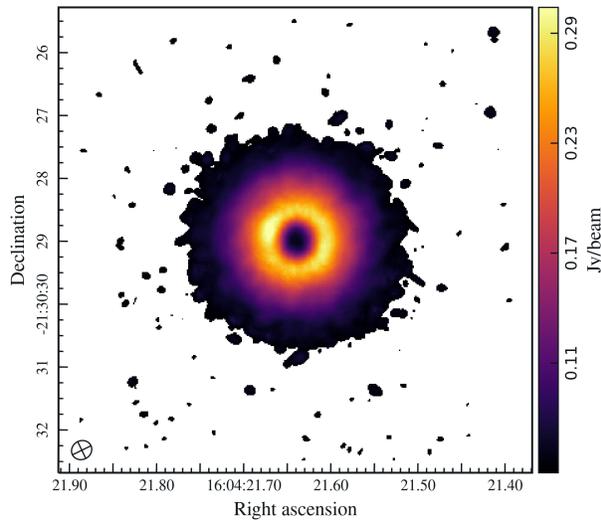
(d) Momento 3



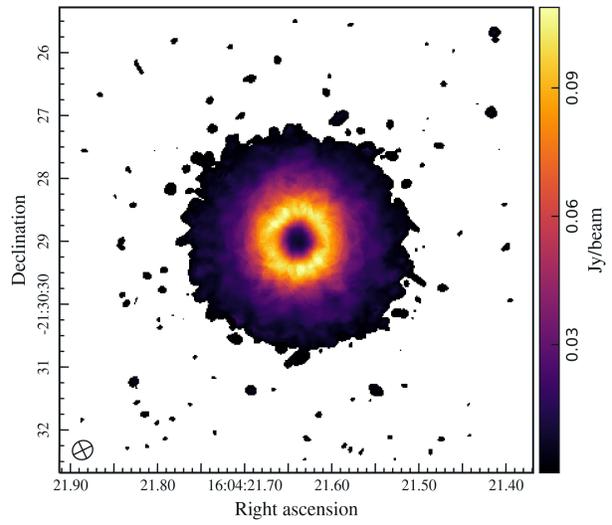
(e) Momento 4



(f) Momento 5



(g) Momento 6



(h) Momento 7

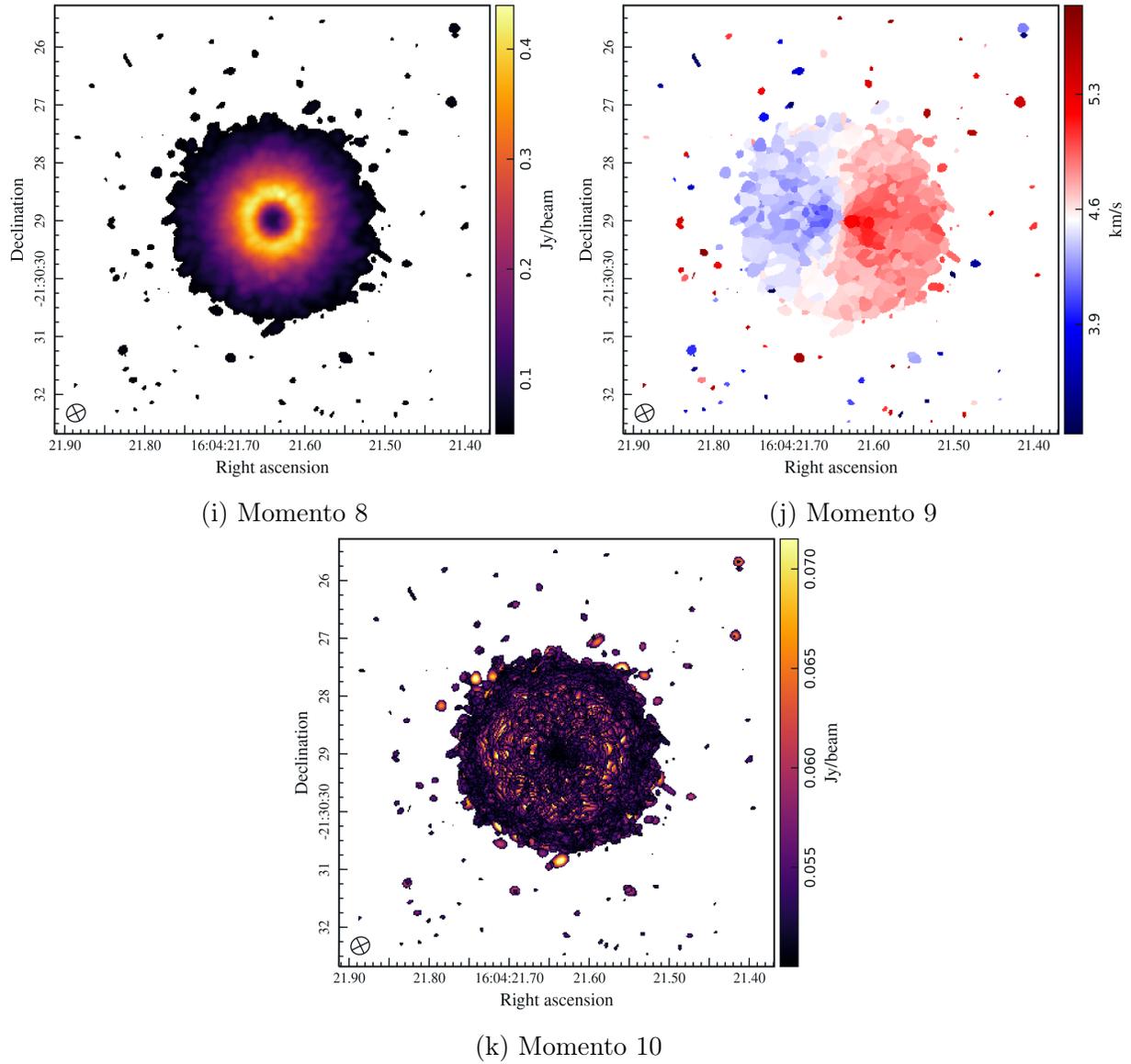


Figura 5.3: Momentos 0-10 de la emisión molecular del  $\text{HCO}^+$  (4-3)

### 5.3. Espectros de la emisión en líneas

Dentro del software Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA) es posible generar espectros de líneas moleculares a partir del cubo de datos o imagen de la emisión para obtener datos calculados por el software mismo de velocidad central, amplitud de la densidad de flujo, ancho total a la altura media de la emisión máxima (FWHM por sus siglas en inglés) y densidad de flujo integrado por velocidad con sus respectivos errores de cálculo asociados. Para ello se sobrepone una función Gaussiana al espectro de la emisión y se genera un gráfico de la velocidad radial de la fuente en  $\text{km s}^{-1}$  en el eje de las X y el valor correspondiente a la emisión en  $\text{Jy/beam}$  en el eje de las Y. Para este trabajo se generaron los espectros de las líneas del CO (3-2) y del  $\text{HCO}^+$  (4-3) presentes en el disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284.

#### 5.3.1. Línea espectral del CO (3-2)

La Figura 5.4 corresponde al espectro generado por CARTA de la emisión molecular del CO (3-2) a partir de la imagen procesada en CASA de dicha línea, a continuación se muestran los datos obtenidos:

- **Velocidad central:**  $4.6167 \text{ km s}^{-1}$ . **Error asociado:** 0.0015 (0.033 %).
- **Amplitud de la densidad de flujo:**  $0.05402 \text{ Jy/beam}$ . **Error asociado:** 0.000229 (0.423 %).
- **Ancho total a la mitad de la emisión máxima:**  $0.7266 \text{ km s}^{-1}$ . **Error asociado:** 0.003552 (0.489 %).
- **Densidad de flujo integrado por velocidad:**  $0.04178 \text{ Jy/beam} \cdot \text{km s}^{-1}$ . **Error asociado:** 0.000177 (0.423 %).

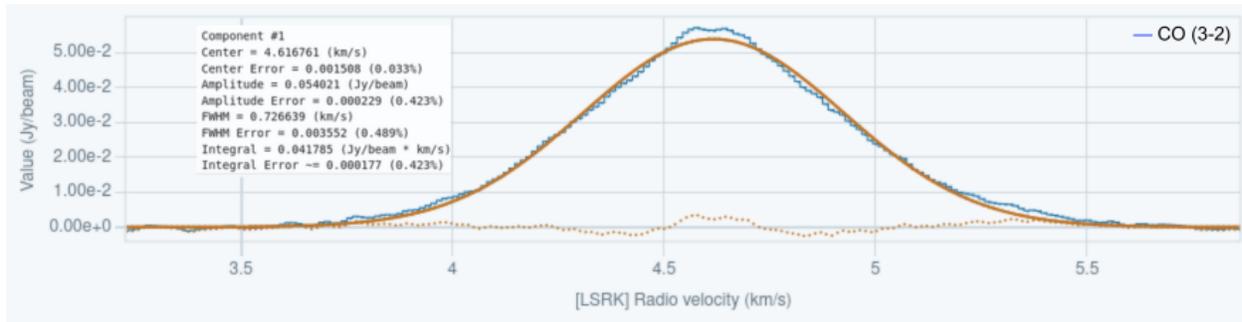


Figura 5.4: Espectro de emisión de la línea CO (3-2)

### 5.3.2. Línea espectral del HCO<sup>+</sup> (4-3)

La Figura 5.5 corresponde al espectro generado por CARTA de la emisión molecular del HCO<sup>+</sup> a partir de la imagen procesada en CASA de dicha línea, a continuación se muestran los datos obtenidos:

- **Velocidad central:** 4.62756 km s<sup>-1</sup>. **Error asociado:** 0.001894 (0.041 %).
- **Amplitud de la densidad de flujo:** 0.019278 Jy/beam. **Error asociado:** 0.000097 (0.504 %).
- **Ancho total a la mitad de la emisión máxima:** 0.766917 km s<sup>-1</sup>. **Error asociado:** 0.004461 (0.582 %).
- **Densidad de flujo integrado por velocidad:** 0.015738 Jy/beam · km s<sup>-1</sup>. **Error asociado:** 0.000079 (0.504 %).

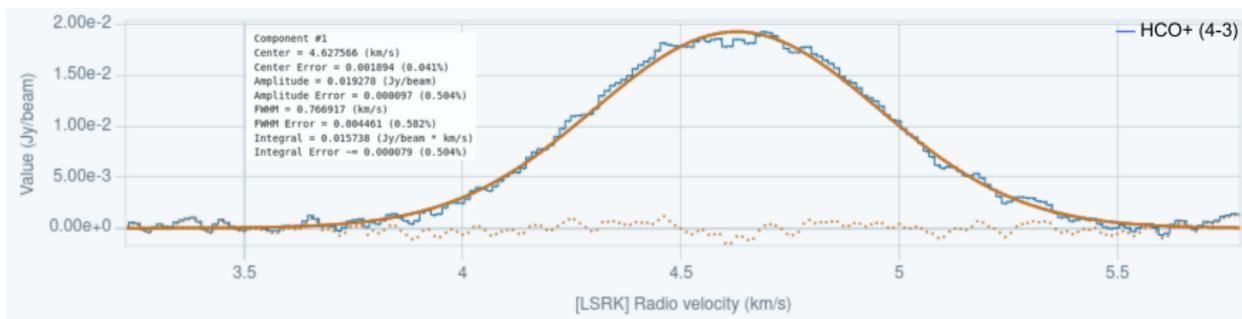


Figura 5.5: Espectro de emisión de la línea HCO<sup>+</sup> (4-3)

## 5.4. Cálculo de masas

### 5.4.1. Masa total de gas y polvo

El proceso de emisión más importante en el continuo a longitudes de onda del infrarrojo, submilimétricas y milimétricas en regiones de formación estelar, es la radiación térmica de los granos de polvo. El polvo (cuyo tamaño de partículas oscila en los 0.01-1  $\mu\text{m}$ ) se encuentra en el medio interestelar en una proporción de  $\sim 1$  con respecto a la masa del gas (Estallada & Anglada, 2007).

Para obtener la masa total de gas y polvo partimos de la ecuación de transferencia radiativa. Se puede considerar un rayo de luz que viaja y transporta energía, este rayo no cambia su intensidad en el vacío, pero, el medio en el que se dispersa cambia sus características. Entonces, tenemos que el cambio de la intensidad a lo largo del camino recorrido es la pérdida (intensidad absorbida por el medio) en función de la misma intensidad más una emisión del medio, de tal forma que:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_\nu I_\nu + J_\nu, \quad (5.1)$$

donde  $dl$  es el grosor del medio,  $k_\nu$  es el coeficiente de absorción,  $I_\nu$  la intensidad específica y  $J_\nu$  el coeficiente de emisión. Si multiplicamos (5.1) por  $\frac{1}{k_\nu}$  tenemos:

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu dl} = -I_\nu + \frac{J_\nu}{k_\nu}. \quad (5.2)$$

Ahora, por definición  $k_\nu dl$  es igual a la profundidad óptica  $d\tau_\nu$ , además  $\frac{J_\nu}{k_\nu}$  es la función fuente  $S_\nu$ . Si sustituimos en (5.2) entonces:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (5.3)$$

despejamos  $S_\nu$  de (5.3):

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} + I_\nu = S_\nu, \quad (5.4)$$

integramos (5.4) con el método de factor de integración usando  $e^{\tau_\nu}$ :

$$e^{\tau_\nu} \left( \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} + I_\nu \right) = S_\nu e^{\tau_\nu}, \quad (5.5)$$

$$\frac{d(I_\nu e^{\tau_\nu})}{d\tau_\nu} = S_\nu e^{\tau_\nu}. \quad (5.6)$$

Suponiendo que  $S_\nu$  es independiente de la profundidad óptica  $\tau_\nu$ :

$$\int_{I_\tau(0)e^{\tau_\nu(0)}}^{I_\nu e^{\tau_\nu}} d(I_\nu e^{\tau_\nu}) = S_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{\tau'_\nu} d\tau'_\nu, \quad (5.7)$$

$$I_\nu e^{\tau_\nu} - I_\nu(0)e^{\tau_\nu(0)} = S_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{\tau'_\nu} d\tau'_\nu. \quad (5.8)$$

Ya que no se ha entrado en el medio  $\tau_\nu(0) = 0$  entonces:

$$\left( I_\nu e^{\tau_\nu} - I_\nu(0) = S_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{\tau'_\nu} d\tau'_\nu \right) e^{-\tau_\nu}, \quad (5.9)$$

$$I_\nu - I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} = S_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{\tau'_\nu - \tau_\nu} d\tau'_\nu. \quad (5.10)$$

Despejamos  $I_\nu$  de (5.10) :

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu. \quad (5.11)$$

De aquí tomamos en cuenta que para el caso ópticamente delgado:

$$e^{-\tau_\nu} \approx 1 - \tau_\nu,$$

$$1 - e^{-\tau_\nu} = 1 - (1 - \tau_\nu),$$

$$1 - e^{-\tau_\nu} = \tau_\nu.$$

Entonces resolvemos y sustituimos  $1 - e^{-\tau_\nu}$  en (5.11) de tal forma que:

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (5.12)$$

Sí consideramos el comportamiento como cuerpo negro entonces  $S_\nu = B_\nu(T)$ . Si lo sustituimos en (5.12) tenemos que:

$$I_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (5.13)$$

donde  $T_d$  es la temperatura del polvo. Recordando que  $S_\nu = \int I_\nu d\Omega \rightarrow S_\nu = I_\nu \Omega$  entonces (5.13) queda de tal forma que:

$$S_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega. \quad (5.14)$$

Ahora, tenemos que  $B_\nu(T)$  es la función de Planck, que, a primer orden, en la aproximación de Rayleigh–Jeans en la que  $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ , es:

$$\begin{aligned} B_\nu(T) &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \\ &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} \\ &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{kT}{h\nu} \\ &= \frac{2k\nu^2}{c^2} T. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Si en (5.15) cambiamos  $T$  por la temperatura del polvo  $T_d$  y consideramos la dependencia de  $\tau$  con la densidad columnar  $N$ , la cual es masa entre área, al sustituir en (5.14) tenemos que:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_d \kappa \frac{M}{D^2}. \quad (5.16)$$

Por otra parte, el coeficiente de absorción depende de la frecuencia de la radiación,  $\kappa = (0.1\text{cm}^2\text{g}^{-1}) \left(\frac{\nu}{1000\text{GHz}}\right)^\beta$  (Estallela & Anglada, 2007), lo que podemos sustituir esta igualdad en (5.16), entonces:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_d (0.1\text{cm}^2\text{g}^{-1}) \left(\frac{\nu}{1000\text{GHz}}\right)^\beta \frac{M}{D^2}, \quad (5.17)$$

despejamos la masa  $M$  de (5.17):

$$M = S_\nu D^2 c^2 \cdot \frac{1}{T_d} \cdot \frac{1}{2k} \cdot \frac{1}{\nu^{2+\beta}} \cdot (1000\text{GHz})^\beta \cdot \frac{1}{0.1\text{cm}^2\text{g}^{-1}}, \quad (5.18)$$

y con  $S_\nu = 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{Hz}}$ ,  $D = 3.1 \times 10^{18} \text{cm}$ ,  $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$  y  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$  tenemos que, por lo tanto:

$$M = 1.6 \times 10^{-6} M_\odot \cdot \left[ \frac{\nu}{1000\text{GHz}} \right]^{-2+\beta} \cdot \left[ \frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right] \cdot \left[ \frac{T_d}{\text{K}} \right]^{-1} \cdot \left[ \frac{D}{\text{pc}} \right]^2. \quad (5.19)$$

Una vez teniendo la ecuación final (5.19) para el cálculo masa total de gas y polvo  $M$  utilizamos en ella los parámetros correspondientes al disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 el cual de acuerdo con Canovas et al., 2017 posee una temperatura  $T_d = 30 \text{ K}$  y se encuentra a una distancia  $D$  aproximada de 150 pc y considerando la información de la observación utilizada para el desarrollo de este trabajo tenemos que el disco tiene un flujo  $S_\nu = 0.2106 \text{ Jy}$  y está a una frecuencia central  $\nu = 345 \text{ GHz}$ . Con una  $\beta = 1.5$  (Estallela & Anglada, 2007), tenemos que para el disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284:

$$\begin{aligned} M &= 1.6 \times 10^{-6} M_\odot \cdot \left[ \frac{345\text{GHz}}{1000\text{GHz}} \right]^{-2+1.5} \cdot \left[ \frac{0.2106\text{Jy}}{\text{Jy}} \right] \cdot \left[ \frac{30\text{K}}{\text{K}} \right]^{-1} \cdot \left[ \frac{150\text{pc}}{\text{pc}} \right]^2 \\ &= 0.01 M_\odot. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Por lo tanto, la masa total de gas y polvo ( $M$ ) de 2MASS J16042165-2130284 es de  $0.01 M_\odot$ .

### 5.4.2. Masa dinámica

Para estimar la masa de la protoestrella central ( $M_*$ ) en 2MASS J16042165-2130284 consideraremos que toda la masa del sistema se encuentra repartida solamente en dos componentes:

$$M_* = M_D - M, \quad (5.21)$$

donde  $M_D$  es la masa dinámica del sistema y  $M$  es la masa total de gas y polvo calculada en la sección 5.4.1. Para calcular la masa dinámica ( $M_D$ ) partimos de la suposición de que existe una partícula en órbita circular alrededor de una estrella central cualquiera. La estrella tiene una masa  $M_0$ , la partícula tiene una masa  $m$  y la órbita un radio  $R_0$ . Si consideramos que  $M_0 \gg m$  entonces el centro de masa del sistema se encuentra en el centro de  $M_0$ . Dado lo anterior es posible aplicar la segunda ley de Newton a la partícula  $m$  para conocer y describir

su movimiento. Para este caso tenemos que la fuerza gravitatoria ( $F_g$ ) de  $M_0$  a  $m$  es la única en acción, por lo que podemos decir que la fuerza centrípeta ( $F_c$ ) es proporcional a la fuerza gravitatoria ( $F_g$ ) de tal forma que:

$$F_g = F_c. \quad (5.22)$$

Donde:

$$F_g = \frac{M_0 m G}{R_0^2}, \quad (5.23)$$

y  $F_c$  es el resultado de la suma de fuerzas:

$$F_c = ma. \quad (5.24)$$

Considerando un movimiento circular uniforme, la aceleración es centrípeta y está dada por:

$$a = \frac{V_0^2}{R_0}. \quad (5.25)$$

Sustituyendo (5.25) en (5.24) vemos que (5.22) puede tomarse como:

$$\frac{M_0 m G}{R_0^2} = m \frac{V_0^2}{R_0}, \quad (5.26)$$

al eliminar términos comunes en (5.26) obtenemos:

$$\frac{M_0 G}{R_0} = V_0^2. \quad (5.27)$$

Para poder estimar una masa típica en estos sistemas, podemos considerar que, para un sistema ficticio, conocemos su tamaño ( $R_0$ ) y su velocidad ( $V_0$ ), entonces podemos encontrar su masa ( $M_0$ ) despejándola de (5.27):

$$M_0 = \frac{V_0^2 R_0}{G}. \quad (5.28)$$

Con valores típicos de  $V_0 = 1 \times 10^5$  cm/s y  $R_0 = 1$  au =  $1.5 \times 10^{13}$  cm y la constante gravitacional  $G = 6.67 \times 10^{-8}$  cm<sup>3</sup>/g·s obtenemos  $M_0$  a partir de la ecuación (5.28) y usando

los valores de las variables en el Sistema Cegesimal de Unidades (CGS):

$$\begin{aligned}
 M_0 &= \frac{(1 \times 10^5 \text{cm/s})^2 (1.5 \times 10^{13} \text{cm})}{6.67 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}} \\
 &= \frac{1.5 \times 10^{31}}{6.67} \text{g} \\
 &= 2.249 \times 10^{30} \text{g}.
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

El valor obtenido de (5.29) se puede comparar con el de la masa solar ( $M_\odot$ ) que es de  $\sim 2 \times 10^{33} \text{g}$  de tal forma que:

$$\left[ \frac{M_0}{M_\odot} \right] = \frac{2.249 \times 10^{30} \text{g}}{2 \times 10^{33} \text{g}} = 1.125 \times 10^{-3}. \tag{5.30}$$

Ahora, si comparamos una masa cualquiera  $M_D = \frac{V^2 R}{G}$  con la masa de referencia,  $M_0 = \frac{V_0^2 R_0}{G}$  obtenemos la siguiente relación:

$$\frac{M_D}{M_0} = \frac{V^2}{V_0^2} \cdot \frac{R}{R_0} = \left( \frac{V}{V_0} \right)^2 \frac{R}{R_0}. \tag{5.31}$$

De (5.31) despejamos  $M_D$ :

$$M_D = M_0 \left( \frac{V}{V_0} \right)^2 \frac{R}{R_0}, \tag{5.32}$$

y sustituimos  $M_0$  con el valor obtenido en (5.30) y  $R_0$  y  $V_0$  con los valores típicos considerados en (5.29):

$$M_D = 1.125 \times 10^{-3} M_\odot \left[ \frac{V}{1 \text{km s}^{-1}} \right]^2 \left[ \frac{R}{1 \text{au}} \right]. \tag{5.33}$$

Ahora, si utilizamos la relación encontrada en (5.33) con los datos correspondientes al disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284, podemos calcular la masa dinámica del sistema. El tamaño del disco podemos obtenerlo a partir de la imagen de momento 0 de alguna de la emisión en líneas del disco, en este caso utilizaremos la del CO (3-2) (5.2a) estimando que el nivel de ruido es de  $\sigma = 2 \text{ mJy}$ , por lo que la emisión arriba de  $3\sigma = 0.6 \text{ mJy}$  ya es considerada parte de la fuente. Esta región define el tamaño del disco visto casi de frente, y tiene una extensión de  $\theta = 3.6$  segundos de arco de diámetro, lo que, considerando la distancia aproximada a la protoestrella de  $d = 150 \text{ pc}$ , puede convertirse a un tamaño

físico de  $D = d\theta = 540$  au y, por lo tanto, un radio de  $R = 270$  au. La velocidad de rotación del disco podemos obtenerla a partir del mapa de momento 1 realizado en este trabajo, el cual muestra que para dicho radio de disco, la velocidad  $v$  es de  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ . Sin embargo, tomando en cuenta la inclinación del disco respecto al plano del cielo de  $i = 6^\circ$ , la velocidad real tiene un valor de :

$$V = \frac{V}{\sin i} = \frac{0.2 \text{ km s}^{-1}}{\sin 6^\circ} = 1.91 \text{ km s}^{-1}. \quad (5.34)$$

Entonces, podemos sustituir los valores correspondientes para aplicar la ecuación (5.33)

$$\begin{aligned} M_D &= 1.125 \times 10^{-3} M_\odot \left[ \frac{1.91 \text{ km s}^{-1}}{1 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 \left[ \frac{270 \text{ au}}{1 \text{ au}} \right] \\ &= 1.1 M_\odot. \end{aligned} \quad (5.35)$$

Por lo tanto, la masa dinámica ( $M_D$ ) de 2MASS J16042165-2130284 es de  $1.1 M_\odot$ .

### 5.4.3. Masa de la estrella central

Planteamos que con el cálculo de la masa total de gas y polvo ( $M$ ) y el de la masa dinámica ( $M_D$ ) realizados en la sección 5.4.1 y 5.4.2 correspondientemente, es posible aproximar la masa de la estrella central de la fuente 2MASS J16042165-2130284. Para ello partimos de la relación definida en (5.21) y sustituimos los valores de la masa total de gas y polvo y la masa dinámica obtenidos, de tal que:

$$\begin{aligned} M_* &= 1.1 M_\odot - 0.01 M_\odot \\ &= 1.09 M_\odot. \end{aligned} \quad (5.36)$$

Por lo tanto, hemos calculado que la masa de la estrella central ( $M_*$ ) de 2MASS J16042165-2130284 es de  $1.09 M_\odot$ , lo que es similar al valor reportado por Preibisch y Zinnecker (1999).



# Capítulo 6

## Conclusiones

Durante el desarrollo de esta tesis se han presentado los conceptos teóricos sobre la formación estelar y la estructura de los discos protoplanetarios asociados, además de describir la técnica de interferometría radioastronómica que se emplea para la obtención de observaciones astronómicas. También se explicó como se obtuvieron los datos correspondientes al disco protoplanetario de la fuente 2MASS J16042165-213028 y se usó el software CASA para calibrar y autocalibrar los datos así como el software CARTA para procesar las imágenes de las que se obtuvieron los parámetros físicos del disco. A continuación, se presentan las conclusiones más importantes de este trabajo.

En términos de la técnica utilizada para la obtención de los mapas autocalibrados con los que posteriormente se generaron las figuras mostradas en este trabajo, tenemos que se empleó el software CASA diseñado para el procesamiento de datos provenientes de observatorios como el ALMA. El interferómetro ALMA está dirigido a realizar observaciones de estrellas de todas las edades incluyendo los discos protoplanetarios, polvo, moléculas y planetas en formación que puedan estar asociados a ellas, por lo que seguir el procesamiento de datos sugerido por el observatorio supone alcanzar resultados óptimos. Sin embargo, la obtención de imágenes a través de interferometría radioastronómica se basa en la teoría descrita en el capítulo 3, siendo la metodología seguida en el desarrollo de este trabajo, descrita dentro del capítulo 4, consistente con dichas bases adecuadas a la observación utilizada y al observatorio del que proviene empleando las herramientas dispuestas por el mismo. Dado lo

anterior, es posible adaptar los parámetros usados para llevar a cabo el proceso de calibración y autocalibración que se realiza con el software CASA a cualquier observación proveniente del observatorio ALMA en función de la naturaleza de cada una. Para este trabajo se obtuvieron los mapas autocalibrados de la región correspondiente al disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 cuyo ruido fue capaz de aproximarse al teórico. Dada la observación realizada por el interferómetro ALMA para el código de proyecto 2017.1.01180.S utilizado en este trabajo, únicamente se obtuvieron datos para procesar las líneas espectrales del  $\text{HCO}^+$  (4-3) y del CO (3-2) presentes en el disco estudiado y cuyos parámetros físicos han sido reportados por primera vez.

Así mismo, con el visualizador CARTA se generaron los momentos 0 a 10 de la emisión en líneas espectrales encontradas en la observación. La Figura 5.2b del momento 1 correspondiente a la línea de CO (3-2) nos permitió encontrar que la velocidad de rotación del disco es de  $V = 1.2 \text{ km s}^{-1}$  así como el tamaño del mismo, el cual tiene un radio  $R = 270 \text{ au}$ , se usó la información obtenida de esta línea porque está resuelta de forma más uniforme que la imagen del momento 1 de la línea del  $\text{HCO}^+$  (4-3). También se encontró que la velocidad sistémica del disco es de  $4.6 \text{ km s}^{-1}$  esta información, fue recuperada de las imágenes de momento 1 de las líneas y coincide para las dos que fueron estudiadas en este trabajo.

Se calculó la masa dinámica partiendo de la segunda ley de Newton, resultando en,  $M_D = 1.1 M_\odot$  además, utilizando la velocidad y radio del disco encontradas con la Figura del momento 1 de la línea de CO (3-2) antes mencionada, se realizó el cálculo de la masa total de gas y polvo para este disco obteniendo que  $M = 0.01 M_\odot$ . Por otro lado, con la información de ambas masas se encontró que la masa de la estrella central es de  $M_* = 1.09 M_\odot$ , misma que resulta ser consistente con el trabajo realizado por Preibisch y Zinnecker (1999) para esta fuente.

De cada línea espectral se obtuvieron los parámetros físicos reportados en este trabajo incluyendo la velocidad central, la amplitud de la densidad de flujo, el ancho total a la mitad de la emisión máxima (FWHM por sus siglas en inglés) y la densidad de flujo integrada por velocidad, los valores correspondientes a cada parámetro se muestran para cada línea en la tabla 6.1.

	HCO <sup>+</sup> (4-3)	CO (3-2)
Velocidad central (km s <sup>-1</sup> )	4.63	4.62
Amplitud de la densidad de flujo (Jy/beam)	0.02	0.05
FWHM (km s <sup>-1</sup> )	0.77	0.73
Densidad de flujo integrado por velocidad (Jy/beam · km s <sup>-1</sup> )	0.02	0.04

Tabla 6.1: Parámetros físicos de las líneas HCO<sup>+</sup> (4-3) y CO (3-2) del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284.

Con base en los resultados obtenidos del procesamiento de los datos empleados para la realización de este trabajo se ha logrado estudiar la estructura del disco protoplanetario 2MASS J16042165-2130284 tanto en su emisión continua como en sus líneas espectrales, así como analizar los parámetros físicos más relevantes de las mismas. Además, con estos resultados fue posible obtener el tamaño, velocidad sistémica y de rotación, así como la masa total de gas y polvo, la masa dinámica y la masa de la estrella central del disco estudiado en este trabajo.



# Bibliografía

- Blanco, A. G. Y. P. (2016). Estudiando la mineralogía y estructura de discos protoplanetarios alrededor de estrellas tipo solar.
- Boss, A. P. (1998). The Jeans Mass Constraint and the Fragmentation of Molecular Cloud Cores. *The Astrophysical Journal*, 501(1), L77-L81. <https://doi.org/10.1086/311447>
- Brown, J. M., Blake, G. A., Dullemond, C. P., Merín, B., Augereau, J. C., Boogert, A. C. A., Evans, I., N. J., Geers, V. C., Lahuis, F., Kessler-Silacci, J. E., Pontoppidan, K. M., & van Dishoeck, E. F. (2007). Cold Disks: Spitzer Spectroscopy of Disks around Young Stars with Large Gaps. *The Astrophysical Journal Letters*, 664(2), L107-L110. <https://doi.org/10.1086/520808>
- Buitrago Carreño, N. Y. (2018). Modelo estadístico para la distribución de materia en discos protoplanetarios.
- Canovas, H., Hardy, A., Zurlo, A., Wahhaj, Z., Schreiber, M., Vigan, A., Villaver, E., Olofsson, J., Meeus, G., Ménard, F., et al. (2017). Constraining the mass of the planet (s) sculpting a disk cavity-The intriguing case of 2MASS J16042165-2130284. *Astronomy & Astrophysics*, 598, A43.
- Cánovas, H. (2018). Discos protoplanetarios: Fábricas de planetas en acción. *Astronomía*, (226), 22-29.
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. (2017). *An introduction to modern astrophysics, Second Edition*.
- Cornwell, T. (1982). Self-Calibration. En A. R. Thompson & L. R. D'Addario (Eds.), *Synthesis Mapping* (p. 13).

- Espaillet, C., D'Alessio, P., Hernández, J., Nagel, E., Luhman, K.-L., Watson, D.-M., Calvet, N., Muzerolle, J., & McClure, M. (2010). Unveiling the Structure of Pre-transitional Disks. *The Astrophysical Journal*, 717(1), 441-457. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/441>
- Espaillet, C., Muzerolle, J., Najita, J., Andrews, S., Zhu, Z., Calvet, N., Kraus, S., Hashimoto, J., Kraus, A., & D'Alessio, P. (2014). An Observational Perspective of Transitional Disks. En H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond & T. Henning (Eds.), *Protostars and Planets VI* (pp. 497-520). [https://doi.org/10.2458/azu\\_uapress\\_9780816531240-ch022](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch022)
- Estalella, R. (2007). Formació d'estels a la nostra galaxia. *Revista de Física; Vol. 4 : núm. 3 : 4-14*.
- Estalella, R., & Anglada, G. (2007). Introducción a la física del medio interestelar. *Universidad de Barcelona, Espana*.
- Hartmann, L. (1998). *Accretion Processes in Star Formation*.
- Hills, R. E., & Beasley, A. J. (2008). The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array. *Ground-based and Airborne Telescopes II, 7012*, 249-256.
- Högbom, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 15, 417.
- J., R. K. L., & J., B. G. (2024). *Using ALMA archival data - A Primer*. , ALMA Doc. 11.22. Version 1.0.
- Krumholz, M. R. (2016). Notes on Star Formation. <https://arxiv.org/abs/1511.03457>
- Labdon, A. (2021). The Inner Astronomical Unit of Protoplanetary Disks. *arXiv e-prints*, Artículo arXiv:2111.06205, arXiv:2111.06205. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2111.06205>
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. (2007). CASA Architecture and Applications. En R. A. Shaw, F. Hill & D. J. Bell (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI* (p. 127).
- Mennesson, B., Absil, O., Lebreton, J., Augereau, J. .-, Serabyn, E., Colavita, M. M., Millan-Gabet, R., Liu, W., Hinz, P., & Thébault, P. (2013). An Interferometric Study of the Fomalhaut Inner Debris Disk. II. Keck Nuller Mid-infrared Observations. *The*

- Astrophysical Journal*, 763(2), Artículo 119, 119. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/2/119>
- Montoya Lorenzana, L., Cordero Tercero, M. G., & Ramírez Jiménez, S. I. (2022). *Astrobiología: Una visión transdisciplinaria de la vida en el Universo*. Fondo de Cultura Económica.
- Ott, J., & Carta Team. (2024). Cube Analysis and Rendering Tool for Astronomy (CARTA) v4: New Visualization Features. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 244, Artículo 129.05, 129.05.
- Preibisch, T., & Zinnecker, H. (1999). The History of Low-Mass Star Formation in the Upper Scorpius OB Association. *The Astronomical Journal*, 117(5), 2381-2397. <https://doi.org/10.1086/300842>
- Rodríguez, L. F. (1984). Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría astronómica. *Ciencia*.
- Rodríguez, L. F. (2017). La Formación de las Estrellas y sus Discos Protoplanetarios. *Colegio Nacional*.
- Ryle, M. (1952). A New Radio Interferometer and Its Application to the Observation of a Waek Radio Stars. *Proc. Royal Society*, (211A), 351-375.
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. (1987). Star formation in molecular clouds: observation and theory. *Annual Rev. Astron. Astrophys*, 25, 23-81. <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.000323>
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. (1984). A Circumstellar Disk around beta Pictoris. *Science*, 226(4681), 1421-1424. <https://doi.org/10.1126/science.226.4681.1421>
- Stahler, S. W., & Palla, F. (2008). *The formation of stars*. John Wiley & Sons.
- Stark, C. C., Kuchner, M. J., Traub, W. A., Monnier, J. D., Serabyn, E., Colavita, M., Koresko, C., Mennesson, B., & Keller, L. D. (2009). 51 Ophiuchus: A Possible Beta Pictoris Analog Measured with the Keck Interferometer Nuller. *The Astrophysical Journal*, 703(2), 1188-1197. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/703/2/1188>
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. (1989). Circumstellar Material Associated with Solar-Type Pre-Main-Sequence Stars: A Possible Constraint

- on the Timescale for Planet Building. *The Astronomical Journal*, 97, 1451. <https://doi.org/10.1086/115085>
- Ward-Thompson, D., & Whitworth, A. P. (2011). *An introduction to star formation*. Cambridge University Press.
- Williams, J. P., & Cieza, L. A. (2011). Protoplanetary Disks and Their Evolution. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49(1), 67-117. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102548>
- Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., & Palau, A. (2017). 3.3 CM JVLA Observations of Transitional Disks: Searching for Centimeter Pebbles. *The Astrophysical Journal*, 834(2), Artículo 138, 138. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/138>