



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

NATURALEZA DE LA EMISIÓN CENTIMÉTRICA HACIA LA PROTOESTRELLA MASIVA EN IRAS
18566+0408

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA
JOHANAN RAMÍREZ DE ARELLANO LOPEZ

TUTORES
DR. STANLEY EUGENE KURTZ SMITH, INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
DRA. ESTELA SUSANA LIZANO SOBERÓN, INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO. DICIEMBRE 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

A CONACyT,

A mis asesores Stan y Susana, por toda su paciencia y conocimiento transmitido durante la realización de esta tesis. Gracias por su guía en el hermoso campo de la Radioastronomía.

A mis sinodales Salvador Curiel, Alice Pasetto, Ricardo González, Aina Palau y Carlos Rodríguez Rico, por sus comentarios, sugerencias y hacer que este trabajo se haya vuelto más valioso.

A Luis Felipe Rodríguez, por darme luz con su sabiduría cuando me encontraba en la oscuridad. También a Carlos Carrasco por su apoyo para el entendimiento de este trabajo.

A mi familia, que me ha apoyado durante toda mi formación académica a pesar de la distancia que nos separa.

A mis amigos, por el apoyo incondicional que me han dado, cerca o lejos, cuando más lo necesité durante la maestría.

A mi preciosa, que me ha acompañado y me ha dado todo su cariño y apoyo durante la recta final de la maestría.

Finalmente agradezco el apoyo económico brindado por el proyecto PAPIIT IN103921, el cual fue fundamental para concluir esta investigación.

Resumen

En este trabajo se reportan datos del telescopio Very Large Arrange (VLA) en la Banda K (~ 22 GHz) y en la Banda Q (~ 44 GHz) de la región de formación de estrellas masivas IRAS 18566+0408. Las observaciones se realizaron en la configuración B y C. Con los datos disponibles se hizo un análisis de las cuatro componentes que ya habían sido reportadas años antes. Se encontró que la Componente B presenta un índice espectral $\alpha = 0.70 \pm 0.05$ y que su tamaño decrece con la frecuencia como $\Theta_{may} \propto \nu^{-0.5 \pm 0.1}$. Para tener un cálculo más preciso y confiable del índice espectral, se dividieron las Bandas K y Q en dos sub-bandas, respectivamente. Se realizaron mapas del continuo de cada sub-bandas y de las bandas completas. Usando el modelo de Reynolds se calculó el radio de inyección $r_0 \approx 40$ AU, y la tasa de pérdida de masa ionizada que resultó $\dot{M}_{ion} = 2.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. En los datos del 09 de julio de 2016 se encontró emisión máser de H₂O. Las observaciones no incluyeron una ventana espectral de banda angosta en la frecuencia del máser (22.2 GHz) por lo que no hay manera de conocer las propiedades de la emisión del máser de H₂O con los datos disponibles. Los datos de la Componente A sugieren que es una posible región UC III. Por otro lado, las Componentes C y D no fueron detectadas, lo que sugiere que podría haber variabilidad en la emisión de continuo. Este estudio proporciona nueva información acerca de la región de formación estelar IRAS 18566+0408.

Índice general

Índice general	iii
Índice de figuras	iv
1. Introducción	1
1.1. Emisión térmica	3
1.2. Esfera de Strömngren	5
1.3. Radio Jets y outflows en YSO	5
1.3.1. El modelo de Reynolds	8
1.3.2. The Radio Jet Cepheus A HW2	12
2. IRAS 18566+0408, antecedentes y nuevas observaciones	15
2.1. Antecedentes	15
2.2. Observaciones	25
2.2.1. Emisión del continuo	25
3. Resultados y Análisis	37
3.1. Componente B	38
3.1.1. Emisión máser H_2O	45
3.2. Componente A	48
3.3. Componente C	51
3.4. Componente D	53
4. Discusión y conclusiones	55
Referencias	57

Índice de figuras

1.1. Geometría del jet (Reynolds [1986]).	9
1.2. Mapeo de la estructura espacial de la fuente con la estructura espacial del flujo. (Reynolds [1986]).	11
1.3. Mapa del continuo de Cep A HW2 a 3.6 cm. (Rodriguez et al. [1994])	13
1.4. Densidad de flujo (a) y eje mayor angular deconvolucionado (b) como función de la frecuencia para Cep A HW2. (Rodriguez et al. [1994])	14
2.1. Emisión del continuo a 43 y a 87 GHz. El símbolo de la estrella y el triángulo indican los picos del continuo de MM-1 y MM-2, respectivamente. Zhang et al. [2007]	16
2.2. Emisión integrada de $NH_3(3,3)$. Zhang et al. [2007]	17
2.3. Emisión de continuo en las cuatro diferentes longitudes de onda observadas con el VLA. Araya et al. [2007]	18
2.4. Datos del continuo de IRAS 18566+0408, los contornos blancos muestran el mapa de 1.3 cm y el mapa de color muestra el mapa de 6 cm. Hofner et al. [2017]	19
2.5. Ajuste de ley de potencia para componentes en IRAS 18566+0408 (Rosero et al. [2016]).	20
2.6. Ajuste de ley de potencia para la componente B en IRAS 18566+0408 (Hofner et al. [2017]).	21
2.7. Mapas de contornos de CARMA. (a) Emisión a 97 GHz (3.1 mm), la cruz negra marca el pico de emisión a 43 GHz (7 mm). (b) Promedio de la emisión de la línea $^{13}CS(2-1)$, la cruz blanca marca el pico de emisión del máser de H_2CO . (c) Promedio de la emisión de la línea $CH_3CN(5-4)$, los puntos negros indican la posición de los máseres de CH_3OH a 6.7 GHz. (Hofner et al. [2017]).	22

2.8. Imagen de color de la Banda K de infrarrojo ($2.2\mu m$) con los contornos a 6cm. La cruz negra marca la posición del pico de emisión a $25\mu m$ (Hofner et al. [2017]).	23
2.9. Corrimiento al rojo y al azul de la emisión de las líneas de $^{12}CO(2-1)$, $^{13}CO(2-1)$ y $SO(6_5-5_4)$, respectivamente. La estrella gris indica el pico de emisión de polvo (Silva et al. [2017]).	23
2.10. Izquierda: emisión del continuo a 230 GHz (1.3 mm) observada con la configuración compacta ($\theta = 2''.4$). Derecha: emisión del continuo observada con la configuración muy extendida ($\theta = 0''.4$). La cruz roja indica el pico de emisión (Silva et al. [2017]).	24
2.11. Sub-bandas de frecuencia en banda K y Q	26
2.12. Mapa de emisión de la Sub-banda I (20.32 GHz)	28
2.13. Mapa de emisión de la Sub-banda II (23.77 GHz)	29
2.14. Mapa de emisión de la Banda K (21.83 GHz)	30
2.15. Mapa de emisión de la Sub-banda I (20.25 GHz)	31
2.16. Mapa de emisión de la Sub-banda II (23.77 GHz)	32
2.17. Mapa de emisión de la Banda K (21.83 GHz)	33
2.18. Mapa de emisión de la Sub-banda III (42.55 GHz)	34
2.19. Mapa de emisión de la Sub-banda IV (46.17 GHz)	35
2.20. Mapa de emisión de la Banda Q (44.42 GHz)	36
3.1. Densidad de flujo como función de la frecuencia. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo.	40
3.2. Eje mayor angular deconvolucionado como función de la frecuencia para componente B.	42
3.3. Mapa preliminar de emisión del continuo de la sub-banda I (20.25 GHz). Los niveles de los contornos van de -0,2,0.2,0.4,0.6,0.8 veces el flujo máximo.	45
3.4. Mapas de continuo de (a) Sub-banda I.I y (b) Sub-banda I.II	46
3.5. Mapas de emisión máser en cada canal. El símbolo de la cruz indica la posición de la emisión máxima de la componente B (09-jul-2016).	47
3.6. Densidad de flujo como función de la frecuencia para la componente A. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 20 de septiembre son un límite superior, considerando $S_\nu = 3\sigma$.	49

- 3.7. Densidad de flujo como función de la frecuencia para la componente C. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10 % supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 9 de julio y 20 de septiembre son un límite superior considerando $S_\nu = 3\sigma$. 52
- 3.8. Densidad de flujo como función de la frecuencia para componente D. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10 % supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 9 de julio y 20 de septiembre son un límite superior considerando $S_\nu = 3\sigma$. 54

Introducción

La formación de estrellas masivas ($M > 8M_{\odot}$) es uno de los problemas no resueltos más importantes de la astrofísica (Araya et al. [2007]). Las estrellas masivas por su intensa radiación que fotoioniza su medio ambiente y además por sus vientos potentes, determinan la evolución de la región de formación estelar y de la galaxia. El estudio de su formación, especialmente en las fases de evolución temprana, ha sido un reto observacional debido a las grandes distancias a las que se encuentran ($d > 1$ kpc), al entorno complejo en los cúmulos estelares ($n_{*} > 100$ pc⁻³) y escalas de tiempo evolutivas cortas, en comparación con las estrellas de baja masa. Las etapas tempranas de formación de estrellas masivas tienen firmas observacionales que incluyen máseres moleculares, *outflows*, regiones químicamente evolucionadas, núcleos moleculares calientes, regiones HII hiper/ultra compactas, vientos ionizados y *jets*. Para entender la formación de estrellas masivas, se han llevado a cabo surveys que seleccionan candidatos de protoestrellas masivas con el criterio de núcleos moleculares calientes con alta luminosidad en el lejano infrarrojo (FIR, Far Infrared) (Hofner et al. [2017]). Uno de estos candidatos es IRAS 18566+0408 (también conocido como G37.55+0.20, o Mol83). En este trabajo de tesis hablaremos de los antecedentes de IRAS 18566+0408, así como los nuevos datos e información disponibles que se tienen de esta región. Se dará un énfasis especial al tema de *jets* térmicos y además un panorama general de otros trazadores de formación estelar.

Los núcleos moleculares calientes son los lugares donde las estrellas masivas nacen. Se

encuentran usualmente cerca de las regiones UC HII (Ultra Compact HII) y coinciden con los máseres de H_2O . El entorno químicamente rico de estos núcleos calientes (~ 200 K), densos ($> 10^7 \text{cm}^{-3}$) y pequeños (~ 0.5 pc) provoca la formación abundante de NH_3 , CH_3OH , CH_3CN y otras moléculas orgánicas más complejas, lo que los convierte en trazadores naturales de alta densidad (Kurtz et al. [2000]). Las regiones UC HII son manifestaciones de estrellas jóvenes masivas, el objeto estelar emite una fuerte radiación ultravioleta que ioniza el entorno circundante. Tienen tamaños inferiores a 0.1 pc, son muy densas (típicamente $\geq 10^4 \text{cm}^{-3}$) y brillantes ($\text{EM} > 10^7 \text{pc cm}^{-6}$) (Churchwell [2002]). Sus espectros están dominados por la emisión libre-libre en longitudes de onda centimétricas y por la emisión de polvo térmico en longitudes de onda milimétricas (< 3 mm). Son los objetos más luminosos de la galaxia observados a ~ 100 mJy (Minier et al. [2001]).

Los *outflows* bipolares están asociados con regiones de formación estelar, usualmente son más masivos que la masa de la protoestrella central. Se han sugerido varios escenarios para explicar su formación, uno es que éstos sean impulsados por vientos desde la superficie del disco de acreción, y otro es que el medio interestelar sea arrastrado por vientos protoestelares o por *jets* bipolares (Shu et al. [1991]). Los *outflows* tienen múltiples manifestaciones observacionales como las líneas de CO y se extienden a unos cuantos parsecs. La emisión máser de moléculas como H_2O y CH_3OH de Clase II está asociada con las etapas tempranas de la formación de estrellas masivas. Investigaciones de alta resolución angular indican que estos dos tipos de emisión máser se encuentran en los *outflows* y en los discos circunestelares (Beuther et al. [2002]). También coinciden espacialmente con regiones UC HII y con núcleos moleculares calientes y/o *outflows* moleculares masivos (decenas de M_\odot) (e.g. Minier et al. [2001]).

Los *jets* son vientos ionizados eyectados bipolares y altamente colimados, se encuentran en distintos sistemas astrofísicos donde se presenta acreción con rotación y campos magnéticos. Algunos sistemas astrofísicos que presentan estos *jets* altamente colimados son los objetos estelares jóvenes (YSO, Young Stellar Objects), estrellas simbióticas, nebulosas planetarias, algunas supernovas y núcleos activos de galaxias (AGNs, Active Galactic Nucleus) (Livio [2011]). Los *jets* asociados con estrellas jóvenes se originan en una fuente central que emite en el rango centimétrico y están vinculados a la acreción de material estelar. Estas fuentes presentan resoluciones angulares a escala de subarcosegundo y se caracterizan por su morfología alargada. Debido a sus propiedades espectrales, se les conoce como *jets* de radio “térmicos”. Estos *jets* se

han identificado en todas las etapas del proceso de formación estelar.

1.1. Emisión térmica

La radiación térmica también se conoce como *bremssstrahlung* o radiación libre-libre. Es producida por electrones libres en un gas ionizado que cambian su trayectoria al interaccionar con un ion pasando de un estado libre a otro libre. La radiación emitida por un único encuentro entre un electrón y un ion depende del parámetro de colisión y de la velocidad. En una nube de gas ionizado estos se presentan con una amplia distribución de valores por lo que su promedio será la radiación total emitida por esta nube. Dado que se consideran colisiones con pequeños cambios de energía para los electrones, su velocidad cambia muy poco durante la colisión entonces se puede usar la función de distribución de velocidades de Maxwell:

$$f(v) = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right). \quad (1.1)$$

La profundidad óptica a lo largo de la línea de visión está dada por

$$\tau_\nu = 3.014 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{K} \right)^{3/2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-2} \left(\frac{EM}{pc \text{ cm}^{-6}} \right) \langle g_{ff} \rangle, \quad (1.2)$$

donde, ν es la frecuencia observada, T_e es la temperatura electrónica del gas ionizado, EM es la medida de emisión, la cual es la integral sobre la línea de visión del producto de la densidad de electrones por la densidad de protones, y g_{ff} es el factor de Gaunt para transiciones libre-libre dado por

$$\langle g_{ff} \rangle = \begin{cases} \ln \left[4.955 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{GHz} \right)^{-1} \right] + 1.5 \ln \left(\frac{T_e}{K} \right) \\ 1 \text{ si } \frac{\nu}{MHz} \gg \left(\frac{T_e}{K} \right)^{3/2} \end{cases} \quad (1.3)$$

Si se considera un medio homogéneo ionizado con geometría esférica, como las regiones H II, es posible determinar la densidad electrónica, n_e , la medida de emisión, EM, y la tasa de fotones ionizantes, \dot{N}_i :

$$\left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right) = 7.8 \times 10^3 \left(\frac{S_\nu}{\text{mJy}}\right)^{0.5} \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}}\right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{4.9 \text{ GHz}}\right)^{0.05} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{-0.5} \left(\frac{\theta_s}{\text{arcsec}}\right)^{-1.5}, \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{ pc}}\right) = 4.4 \times 10^5 \left(\frac{S_\nu}{\text{mJy}}\right) \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}}\right)^{0.35} \left(\frac{\nu}{4.9 \text{ GHz}}\right)^{0.1} \left(\frac{\theta_s}{\text{arcsec}}\right)^{-2}, \quad (1.5)$$

$$\left(\frac{\dot{N}_i}{\text{s}^{-1}}\right) = 9.0 \times 10^{43} \left(\frac{S_\nu}{\text{mJy}}\right) \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}}\right)^{0.35} \left(\frac{\nu}{4.9 \text{ GHz}}\right)^{0.1} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2, \quad (1.6)$$

donde la densidad de flujo S_ν ha sido medida en una región ópticamente delgada y θ_s es el diámetro angular a potencia media.

Debido a que la profundidad óptica de una región ionizada disminuye conforme aumenta la frecuencia, usualmente se divide el espectro en una región ópticamente gruesa ($\tau > 1$) donde la densidad de flujo va como $S_\nu \propto \nu^2$ y en una región ópticamente delgada ($\tau \leq 1$) donde la densidad de flujo va como $S_\nu \propto \nu^{-0.1}$. En ambos casos, el flujo tiene una dependencia con la frecuencia $S_\nu \propto \nu^\alpha$, donde α es el índice espectral. Este índice es la pendiente en una gráfica log-log de la densidad de flujo como función de la frecuencia y está dado por:

$$\alpha = \frac{\ln(S_1/S_2)}{\ln(\nu_1/\nu_2)}, \quad (1.7)$$

cada densidad de flujo S_1 y S_2 tiene sus respectivos errores δS_1 y δS_2 , si el índice espectral está dado por la Ec. (1.7) entonces el error del índice espectral está dado por:

$$\delta\alpha = \frac{1}{|\ln(\nu_1/\nu_2)|} \left[\left(\frac{\delta S_1}{S_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_2}{S_2}\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (1.8)$$

Cabe mencionar que en la ventana de radio existe otra importante emisión de radiación: la radiación de sincrotrón. Esta emisión es representativa de otros objetos astronómicos, como remanentes de supernova, pulsares, cuasares y radiogalaxias. Dicha radiación es producida por

electrones relativistas que se mueven en trayectorias espirales en un campo magnético, también es conocida como emisión no térmica.

1.2. Esfera de Strömngren

En el modelo más simple para una región HII se considera una estrella con una tasa de fotones ionizantes \dot{N}_i que está inmersa en un medio homogéneo de temperatura T y densidad numérica n_H . La ecuación de balance que determina el tamaño de la “Esfera de Strömngren” es:

$$\dot{N}_i = \dot{N}_{rec}, \quad (1.9)$$

donde \dot{N}_{rec} es el número total de recombinaciones por unidad de tiempo dentro de la esfera, en la cual $n_H \approx n_{HII} \approx n_e$. El radio de Strömngren está dado por

$$R_S = \left[\frac{3\dot{N}_i}{4\pi n_e^2 \alpha(T)} \right]^{1/3}. \quad (1.10)$$

El coeficiente de recombinación $\alpha(T)$ se calcula como la suma sobre los coeficientes de recombinación de todos los niveles de energía de H, su valor es:

$$\alpha(T) = 2.56 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left(\frac{10^4 \text{ K}}{T} \right)^{0.83}. \quad (1.11)$$

El tiempo de recombinación está dado por:

$$t_R \equiv \frac{1}{n_e \alpha}. \quad (1.12)$$

1.3. Radio Jets y outflows en YSO

Los *jets* térmicos están asociados con protoestrellas de baja masa y estrellas de alta masa, como las tipo O (e.g. [Garay et al. \[2003\]](#)), y posiblemente con objetos en el dominio subestelar, como las enanas marrones (e.g. [Palau et al. \[2014\]](#)). Las luminosidades de radio centimétricas observadas ($S_\nu d^2$, donde d es la distancia) van desde ~ 100 mJy kpc² para estrellas jóvenes masivas hasta $\sim 3 \times 10^{-3}$ mJy kpc² para enanas marrones jóvenes. Estas luminosidades de los radio *jets* están correlacionadas con la luminosidad bolométrica de la fuente, L_{bol} , y con la tasa

de impulso en el flujo de salida molecular, \dot{P} . Se puede pensar que los procesos de acreción y eyección del gas funcionan para objetos de una amplia gama de masas y luminosidades ([Anglada et al. \[2018\]](#)). La relación entre la velocidad del *jet* y la velocidad de escape, para todos los objetos con *jets*, el valor es $V_{jet}/V_{escape} \sim 1$ (ver e.g. Tabla 2 de [Livio \[2011\]](#)).

La detección de los radio jets ayuda a determinar la posición de las estrellas jóvenes con mayor precisión, proporcionan información sobre la dirección y la colimación del gas expulsado por la estrella joven, y se pueden comparar con el gas de los *outflows* y objetos HH en las bandas óptico/infrarrojas que rastrean la eyección a escalas de tiempo órdenes de magnitud mayores. Se espera que las variaciones en los radio jets térmicos sean detectables en escalas de tiempo de pocos años.

Actualmente se han resuelto angularmente algunos radio *jets* (e.g. [Rodríguez-Kamenetzky et al. \[2022\]](#)) y se han podido estudiar algunas propiedades como: el índice espectral, α , toma valores de 0.1 a 1, el ángulo de apertura del *jet* cerca del origen, θ_0 , es de unas pocas decenas de grados y la velocidad del *jet*, v_j , está en el rango de 100 a 1000 kms^{-1} . Se observa que para la tasa de pérdida de masa ionizada, \dot{M}_{ion} , su valor es una orden de magnitud más pequeña que la determinada a partir del *outflow* molecular a gran escala (ver e.g., Tabla 1 de [Anglada et al. \[2018\]](#)).

Los radio *jets* en YSO se pueden describir con el modelo de [Reynolds \[1986\]](#) (para mayor información ver sección 1.3.1). En general, los jets son ópticamente gruesos cerca de su origen y ópticamente delgados para r grande. Este modelo predice que para un jet con temperatura, velocidad y fracción de ionización constantes, la densidad de flujo aumenta con la frecuencia como $S_\nu \propto \nu^\alpha$, donde α es el índice espectral. Así mismo, con estos modelos es posible determinar la tasa de pérdida de masa ionizada en el *jet*, \dot{M}_{ion} , la cual toma valores desde $10^{-10} M_\odot \text{yr}^{-1}$ para objetos de baja masa hasta $10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$ para objetos de alta masa (e.g., [Beltrán et al. \[2001\]](#)).

Se ha observado en los *jets* que el eje mayor deconvolucionado de su fuente central decrece como función de la frecuencia como $\Theta_{may} \propto \nu^\gamma$ (e.g. [Rodriguez et al. \[1994\]](#), [Hofner et al. \[2017\]](#)). La forma observada de la fuente con ancho a potencia media θ_o , es la convolución del tamaño de la fuente con ancho a potencia media, θ_f y el haz con ancho a potencia media θ_h . La forma observada, el tamaño de la fuente y el haz son gaussianas, entonces el ancho intrínseco de la

fFuente está dado por

$$\theta_f = (\theta_o^2 - \theta_h^2)^{1/2}, \quad (1.13)$$

y el error de θ_f es

$$\delta\theta_f \simeq \frac{[(\delta\theta_o)^2\theta_o^2 + (\delta\theta_h)^2\theta_h^2]^{1/2}}{(\theta_o^2 - \theta_h^2)^{1/2}} \quad (1.14)$$

Ha sido posible determinar los movimientos propios del núcleo del jet haciendo comparaciones de observaciones de distintos años (e.g. [Rodríguez, L. F. et al. \[2012\]](#)). Se cree que el centroide del *jet* coincide, dentro de unas pocas unidades astronómicas, con la estrella joven. También es posible medir los movimientos propios de nudos de radio expulsados por la estrella ya que están directamente relacionados con la velocidad del *jet* de material (e.g. [Osorio et al. \[2017\]](#)). En algunos casos, estos choques pueden producir índices espectrales negativos en algunas regiones de *jets* en los YSO, especialmente en los nudos a lo largo del *jet*. La interpretación de estos índices negativos indica una emisión ópticamente delgada de sincrotrón no térmica de partículas relativistas que se acelerarían en los choques del *jet* contra el material denso en la nube molecular circundante. La información que proporciona esta emisión no térmica es importante para conocer los campos magnéticos en los *jets* (e.g., [Carrasco-González et al. \[2010\]](#)).

Los *outflows* moleculares energéticos en regiones de formación estelar, se supone, son impulsados por vientos estelares que son parcialmente ionizados. Los outflows son sistemas multifase, dinámicos y en evolución que proporcionan registros fósiles de las historias de acreción de las estrellas que los originan. Parámetros como el radio de lanzamiento, el grado de colimación, la morfología y la variabilidad en la tasa de pérdida de masa son similares en todos los *outflows* provocados por acreción. Por otro lado, existen diferencias significativas en parámetros como la velocidad de eyección que para estrellas en formación, los valores van de pocos kms^{-1} a 10^3 kms^{-1} y velocidades cercanas a la de la luz para *outflows* en estrellas de neutrones y agujeros negros. ([Bally \[2016\]](#)). Se ha encontrado sugerencia de rotación en los *outflows* con un gradiente de velocidad respecto a su eje principal. El gradiente que se observa es de unas decenas de kms^{-1} (e.g., [De Colle et al. \[2016\]](#)).

Las características de los outflows como morfología, tamaño y velocidad dependen de la luminosidad, masa, edad y etapa evolutiva del YSO. También se requieren trazadores moleculares,

atómicos e iónicos en todo el espectro para poder caracterizar a los outflows. Las transiciones rotacionales de CO han sido los trazadores más usados en los outflows moleculares, el CO es abundante y sus niveles de energía más bajos se llenan fácilmente con colisiones con H₂ y He en las densidades y temperaturas típicas de las nubes moleculares. Estas líneas de emisión de CO son accesibles con telescopios terrestres en las ventanas atmosféricas de 3, 1.3 y 0.85 mm. La estructura del *outflow* indica que la acreción en el YSO es episódica, su longitud es menor a 1 pc y sus velocidades oscilan entre 50 y 150 kms⁻¹. Los cambios de orientación en el outflow indican que muchas estrellas se forman en entornos dinámicos complejos. A medida que los YSO evolucionan y los outflows envejecen, los lóbulos moleculares quedan confinados en el núcleo o grupo original, y los constituyentes atómicos e iónicos crecen hasta alcanzar escalas de parsecs (Bally [2016]).

1.3.1. El modelo de Reynolds

En el modelo de Reynolds se calcula la emisión térmica del continuo de vientos colimados, ionizados, en presencia de gradientes en el ancho, velocidad, ionización y temperatura del jet. Fuentes no resueltas pueden exhibir un espectro opaco con índices espectrales α_{op} entre 2 y -0.1, donde $S_\nu \propto \nu^{\alpha_{op}}$.

Para vientos esféricos de velocidad constante, completamente ionizados e isotérmicos algunos autores mostraron que el índice espectral opaco es $\alpha_{op} = 0.6$ (e.g. Olmon [1975]). Los flujos ionizados bien colimados muestran un comportamiento diferente a los vientos cuasi-esféricos. Un flujo confinado en el cual su área de sección transversal crece más lento que su longitud, puede producir $\alpha < 0.6$. Efectos como gradientes de velocidad y recombinación, que se consideran a grandes distancias de la fuente del viento, pueden producir $\alpha > 0.8$. Las observaciones de radio requieren la aproximación analítica de Altenhoff et al. [1960] para el factor libre-libre de Gaunt

$$g_{ff} = 11.95T^{0.15}\nu^{-0.1}, \quad (1.15)$$

que es válido dentro de un factor de 2 para las temperaturas $3 \times 10^3 \leq T \leq 10^6$ K y frecuencias $100 \text{ MHz} \leq \nu \leq 300 \text{ GHz}$. En el modelo se considera el *jet* en una dimensión y se asume una dependencia de una ley de potencias de las cantidades en la longitud del *jet*, r , en particular, se supone que el ancho medio del jet, $w(r)$, sigue la relación $w = w_0(r/r_0)^\epsilon$, donde r_0 es el radio desde donde se inyecta el material y ϵ indica la apertura del jet. También se asume

que la temperatura, velocidad, densidad y fracción de ionización varían como (r/r_0) elevados a las potencias q_t, q_v, q_n y q_x , respectivamente. La profundidad óptica a lo largo de la línea de visión a través del jet está dado por $\tau(r) = \tau_0(r/r_0)^{q_\tau}$. Un *jet* confinado por un medio externo con un perfil de densidad de ley de potencia tendrá dependencias de ley de potencia para la forma, velocidad, densidad y temperatura del *jet*.

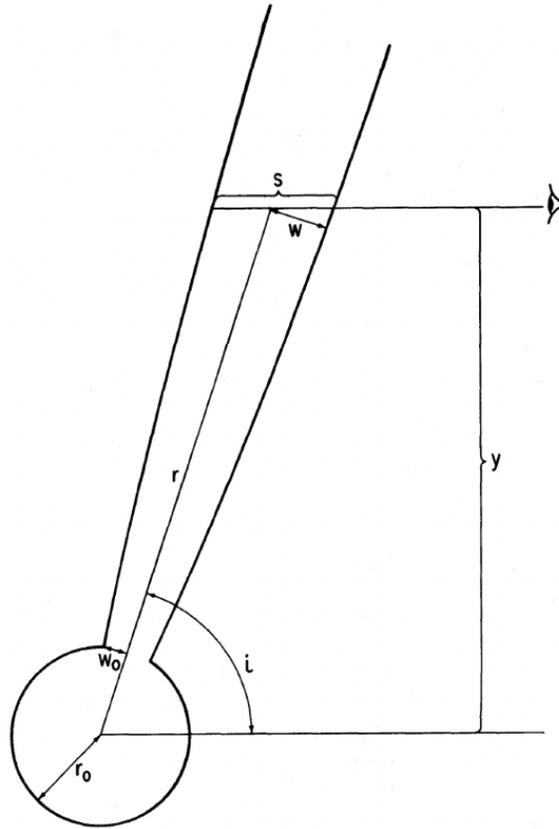


Figura 1.1: Geometría del jet (Reynolds [1986]).

Con este modelo se obtiene el flujo opaco, S_{op} , el flujo ópticamente delgado, S_d , la frecuencia máxima, ν_m , que es la frecuencia donde el espectro pasa de ser ópticamente grueso a ser delgado. La densidad de flujo total (cuando $\nu < \nu_m$) está dada por

$$S_\nu \propto \nu^{2+(2.1/q_\tau)(1+\epsilon+q_\tau)}, \quad (1.16)$$

donde

$$\alpha_{op} = 2 + \frac{2.1}{q_\tau}(1 + \epsilon + q_T), \quad (1.17)$$

es el índice espectral opaco. En el modelo también se calculan el radio de eyección y la tasa de pérdida de masa ionizada que [Anglada et al. \[2018\]](#) reescribe de la siguiente manera:

$$\left(\frac{r_0}{AU}\right) = 26 \left[\frac{(2-\alpha)(0.1+\alpha)}{1.3-\alpha}\right]^{0.5} \left[\left(\frac{S_\nu}{mJy}\right) \left(\frac{\nu}{10\text{ GHz}}\right)^{-\alpha}\right]^{0.5} \left(\frac{\nu_m}{10\text{ GHz}}\right)^{0.5\alpha-1} \\ \times \left(\frac{\theta_0 \text{sen}(i)}{\text{rad}}\right)^{-0.5} \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^{-0.5} \left(\frac{T}{10^4\text{ K}}\right)^{-0.5}, \quad (1.18)$$

$$\left(\frac{\dot{M}_{ion}}{10^{-6}M_\odot \text{yr}^{-1}}\right) = 0.108 \left[\frac{(2-\alpha)(0.1+\alpha)}{1.3-\alpha}\right]^{0.75} \left[\left(\frac{S_\nu}{mJy}\right) \left(\frac{\nu}{10\text{ GHz}}\right)^{-\alpha}\right]^{0.75} \\ \times \left(\frac{v_j}{200\text{ km s}^{-1}}\right) \left(\frac{\nu_m}{10\text{ GHz}}\right)^{0.75\alpha-0.45} \left(\frac{\theta_0}{\text{rad}}\right)^{0.75} [\text{sen}(i)]^{-0.25} \\ \times \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^{1.5} \left(\frac{T}{10^4\text{ K}}\right)^{-0.075}, \quad (1.19)$$

donde $\theta_0 = 2w_0/r_0$ es el ángulo de apertura de inyección del jet que se estima usando $\theta_0 = 2\arctan(\theta_{min}/\theta_{may})$, donde los ángulos θ_{min} y θ_{may} son los ejes deconvolucionados menor y mayor del jet, respectivamente. La velocidad del jet se estima con la velocidad de escape de la estrella que está dada por

$$v_{esc} = \left(\frac{2GM}{R}\right)^{1/2}, \quad (1.20)$$

$$\left(\frac{v_{jet}}{\text{km s}^{-1}}\right) \approx 618 \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{-1/2}, \quad (1.21)$$

donde M_* y R_* es la masa y el radio de la estrella, respectivamente. En la [Tabla 1.1](#) se muestran algunos ejemplos de espectros de *jets* con sus respectivos parámetros (para más información ver [Tabla 1](#) de [Reynolds \[1986\]](#)). Para el caso de un flujo isotérmico, completamente ionizado con velocidad constante se tiene $\alpha_{op} = 1.3 - 0.7/\epsilon$. En el caso de un jet adiabático, completamente ionizado con velocidad constante se tiene $\alpha_{op} = 2.6 - 1.75\epsilon$.

La estructura espacial de la fuente se puede mapear en la estructura espectral del flujo debido a que el índice espectral del flujo integrado refleja los gradientes en el flujo de la región correspondiente a las frecuencias de observación. En la Fig. 1.2 se muestra un escenario razonable donde se tiene un núcleo homogéneo que da lugar a un *jet* confinado que se abre conforme se aleja del núcleo. Se puede apreciar en la figura que el núcleo homogéneo domina la emisión a altas frecuencias, al bajar de frecuencia, la emisión de la parte interna del *jet* domina ($\epsilon < 1$), finalmente, a las más bajas frecuencias, el *jet* exterior libre domina el espectro ($\epsilon = 1$). Si la fuente se puede resolver completamente, los mapas de índice espectral deberían mostrar regiones de emisión totalmente opaca ($S_\nu \propto \nu^2$), emisión totalmente transparente ($S_\nu \propto \nu^{-0.1}$), y regiones con índice espectral intermedio.

Modelo	ϵ	q_n	q_T	q_v	q_x	q_τ	α_{op}
Cónico, recombinando	1	-2	-0.5	0	-0.5	-3.3	1.1
Cónico, acelerando	1	-2.5	0	0.5	0	-4	0.95

Tabla 1.1: Ejemplos del espectro de Jet

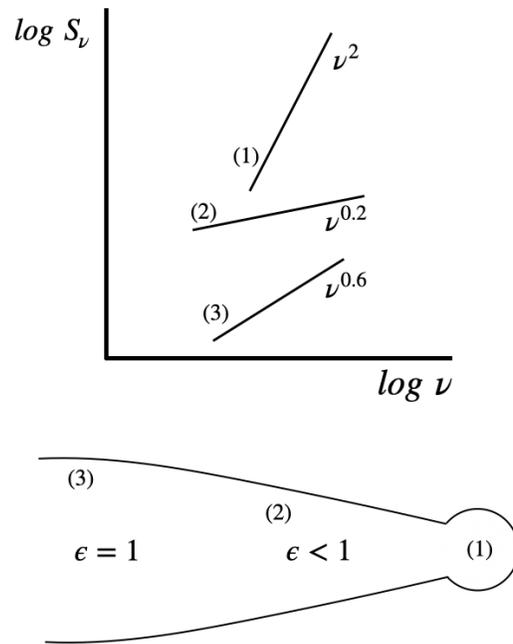


Figura 1.2: Mapeo de la estructura espacial de la fuente con la estructura espacial del flujo. (Reynolds [1986]).

1.3.2. The Radio Jet Cepheus A HW2

Uno de los mejores ejemplos que ilustra el modelo de Reynolds en estrellas jóvenes es el radio jet Cepheus A HW2 reportado por [Rodríguez et al. \[1994\]](#). La fuente está a una distancia de 0.7 kpc, contiene dos regiones de gas ionizado separados por $\sim 1'.5$: Cep A Este y Cep A Oeste. La radio fuente Cep A Este contiene 16 componentes compactas dentro de una región de $25''$ (0.08 pc) de radio. Esta región fue observada en un rango de frecuencias de 1.5 a 43 GHz con el VLA. La Fig. 1.3 muestra el mapa de Cep A HW2 a 8.3 GHz (3.6 cm) donde se aprecia su morfología alargada que sugiere la presencia de un jet. Se encontró que la densidad de flujo crece con la frecuencia como $\nu^{0.69}$, mientras que el tamaño angular del eje mayor decrece con la frecuencia como $\nu^{-0.57}$. Estos valores son muy cercanos a los valores teóricos que se esperan para un jet térmico bicónico ($\nu^{0.6}$ y $\nu^{-0.7}$, respectivamente). Las observaciones muestran que Cep A HW2 está alargado a un P.A. de $44^\circ \pm 4^\circ$. Después de realizar el ajuste lineal de los datos se encuentra que $\theta_{may} = (2.7 \pm 0.1)\nu^{(-0.57 \pm 0.02)}$, donde θ_{may} está en arcsec y ν en GHz. Por otro lado, el ajuste de la densidad de flujo queda de la forma $S_\nu = (2.5 \pm 0.3)\nu^{(0.69 \pm 0.06)}$, donde S_ν está en mJy y ν en GHz. Desde las observaciones a 8.3 GHz (3.6 cm) se estima $\theta_{apertura} \sim 15^\circ$. En la Fig. 1.4 se muestran los resultados de los ajustes.

Usando la densidad de flujo y el ángulo de apertura, se derivó una relación entre la tasa de pérdida de masa ionizada, \dot{M}_w , y la velocidad, v_w , del viento estelar bicónico. Asumiendo una temperatura para los electrones de $10^4 K$, una distancia de 725 pc, $\epsilon = 1$ y que el jet es perpendicular a la línea de visión se obtiene $\dot{M}_{w,-6}v_{w,3}^{-1} = 1.1$, donde $\dot{M}_{w,-6}$ está en unidades de $10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$ y $v_{w,3}$ está en unidades de 10^3kms^{-1} . Si se asume que la velocidad del viento es de 700kms^{-1} , entonces se deriva una tasa de pérdida de masa de $8 \times 10^{-7} M_\odot \text{yr}^{-1}$. La luminosidad bolométrica de la región es de alrededor de $2.5 \times 10^4 L_\odot$, si la mitad de esa luminosidad se atribuye a Cep A HW2, se concluye que la estrella sería una B0.5 en la ZAMS (Zero Age Main Sequence), donde se espera una tasa de pérdida de masa de $\sim 10^{-8}$. Cep A HW2 exhibe entonces una tasa de pérdida de masa 80 veces mayor a un objeto de luminosidad similar en ZAMS. La determinación de la tasa de pérdida de masa ionizada se debe considerar como un límite inferior de la tasa de pérdida de masa total, esto porque se sospecha que los vientos de las estrellas jóvenes pueden ser en gran medida neutrales ([Lizano et al. \[1988\]](#)). Por último, la tasa de momento inyectado por el jet al medio tiene un valor $\sim 6 \times 10^{-4} M_\odot \text{yr}^{-1} \text{kms}^{-1}$, con este valor es posible que el jet esté impulsando el outflow en el marco del modelo unificado de outflow

jet/molecular estelar de [Raga et al. \[1993\]](#). En este modelo se asume que el *jet* estelar tiene un gran número de “superficies internas de trabajo”, las cuales interceptan el material del *jet* y lo expulsan al entorno cercano. Esta eyección lateral de masa y momento conduce a la formación de una “envoltura turbulenta” en la que el material del *jet* se mezcla con el gas del ambiente.

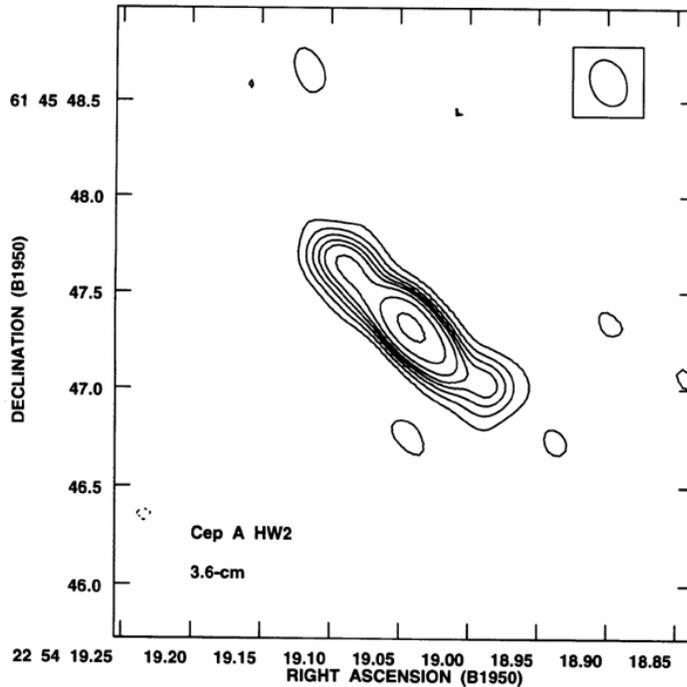


Figura 1.3: Mapa del continuo de Cep A HW2 a 3.6 cm. ([Rodríguez et al. \[1994\]](#))

En este trabajo de tesis se analizan datos más recientes de IRAS 18566+0408 (VLA a frecuencias 21.8 GHz y 44.4 GHz) con el objetivo de resolver mejor su morfología y estudiar las dependencias de la densidad de flujo y tamaño angular del eje mayor con la frecuencia, así como la tasa de pérdida de masa ionizada del *jet* presente en la región. Este estudio permite obtener la naturaleza de la emisión centimétrica de dos de las cuatro componentes detectadas en esta región.

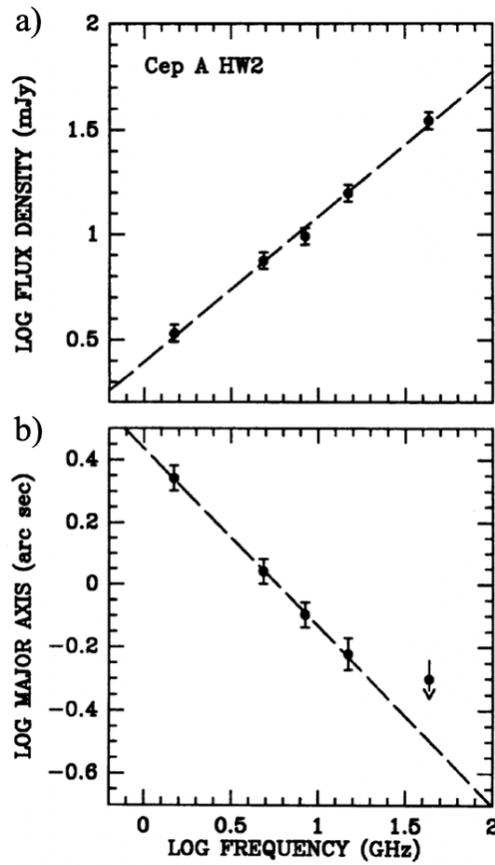


Figura 1.4: Densidad de flujo (a) y eje mayor angular deconvolucionado (b) como función de la frecuencia para Cep A HW2. (Rodríguez et al. [1994])

IRAS 18566+0408, antecedentes y nuevas observaciones

IRAS 18566+0408 es una región de formación de estrellas masivas, ubicada a coordenadas galácticas G37.553+00.200. Se encuentra a una distancia de 6.7 kpc, tiene una luminosidad en el lejano infrarrojo de $\sim 8 \times 10^4 L_{\odot}$, esta luminosidad se calcula integrando bajo la curva de la distribución espectral de energía (Zhang et al. [2007]). La formación estelar en la región es evidente debido a que se ha encontrado emisión máser muy evidente de H₂O, OH, CH₃OH y H₂CO en el núcleo molecular (Araya et al. [2010]) y hay presencia de múltiples outflows moleculares (Araya et al. [2007]). Los datos más recientes sugieren la presencia de un jet térmico y posibles regiones H II.

2.1. Antecedentes

A principios de los 2000's se reportó emisión de continuo a 8.3 GHz (6 cm) y a 250 GHz (1.2 mm) (Sridharan et al. [2002]), y emisión máser de CH₃OH (6.7 GHz) y H₂O (22.2 GHz) (Beuther et al. [2002]) en IRAS 18566+0408. Las coordenadas y la velocidad LSR del máser de H₂O se muestran en la Tabla 2.1.

Zhang et al. [2007] realizaron observaciones de monóxido de silicio SiO (2-1) y del continuo a 87 GHz (3.4 mm) con OVRO (Owens Valley Radio Observatory). Las observaciones de SiO revelaron un outflow bien colimado en IRAS 18566+0408. Este flujo parece emanar de una estructura toroidal. En este trabajo también se realizaron observaciones con el VLA (Very Large Array) con el cual se detectó emisión molecular en las transiciones de NH₃ (1,1), (2,2), (3,3) y además se observó el continuo a 43 GHz (7 mm). La emisión del continuo a 43 GHz es compacta (no resuelta). Por otro lado, la emisión a 87 GHz está extendida, posiblemente resuelta, en la dirección SE-NO cuyo pico dominante se encuentra en la región MM-1, el cual coincide con el pico a 43 GHz, y otro pico en MM-2, esto se puede apreciar en la Fig. 2.1.

α_{J2000} [h : m : s]	δ_{J2000} [° : ' : "]	v_{LSR} [km s ⁻¹]
18:59:10.0	04:12:15.6	88
18:59:10.0	04:12:15.7	68

Tabla 2.1: Posiciones de máser de H₂O en IRAS 18566+0408

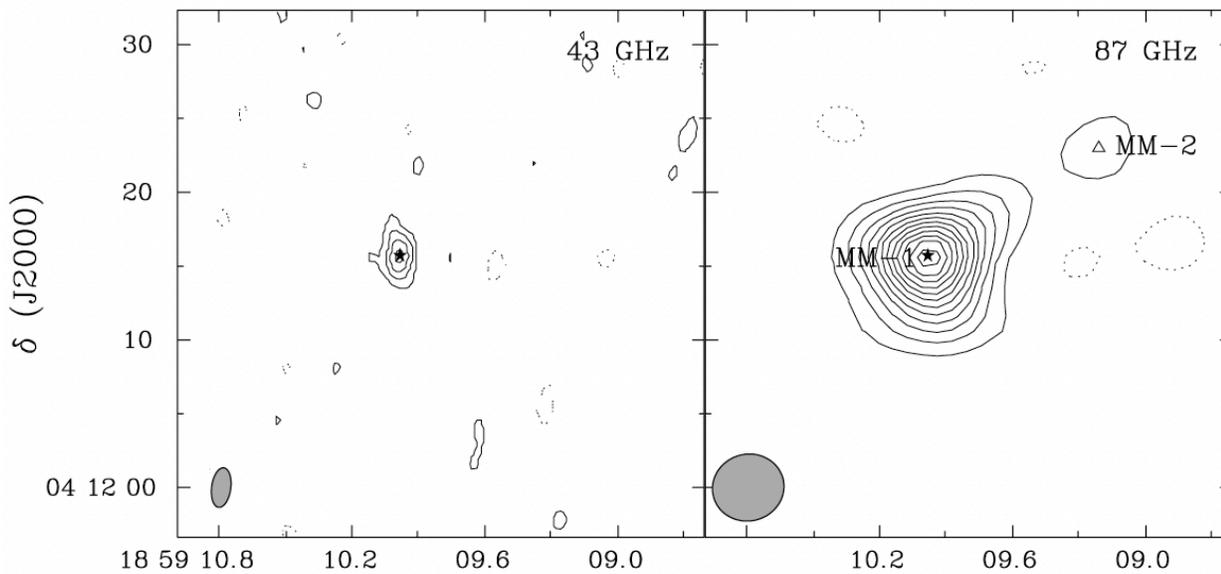


Figura 2.1: Emisión del continuo a 43 y a 87 GHz. El símbolo de la estrella y el triángulo indican los picos del continuo de MM-1 y MM-2, respectivamente. Zhang et al. [2007]

El máximo de la densidad de flujo de MM-1 es de 18 mJy/beam mientras que para MM-2 es

de 2.6 mJy/beam. Las tres líneas de emisión de NH_3 se asocian con un componente compacto en MM-1, en la Fig. 2.2 se observa la emisión de la transición (3,3). Las transiciones (1,1) y (2,2) se encuentran también en MM-2. En el núcleo, el ancho de línea de NH_3 es más grande que el típico valor de $< 2 \text{ kms}^{-1}$, aumenta hacia adentro desde 5.5 kms^{-1} en la escala de $3''$ a 8.7 kms^{-1} en la escala de $1''$. Zhang et al. [2007] propusieron que el ancho de línea grande podría deberse al movimiento relativo o rotación de múltiples núcleos. Si se supone rotación, la masa dinámica sería del orden de $35 M_{\odot}$, sin embargo, sus datos no muestran evidencia directa de la rotación del núcleo.

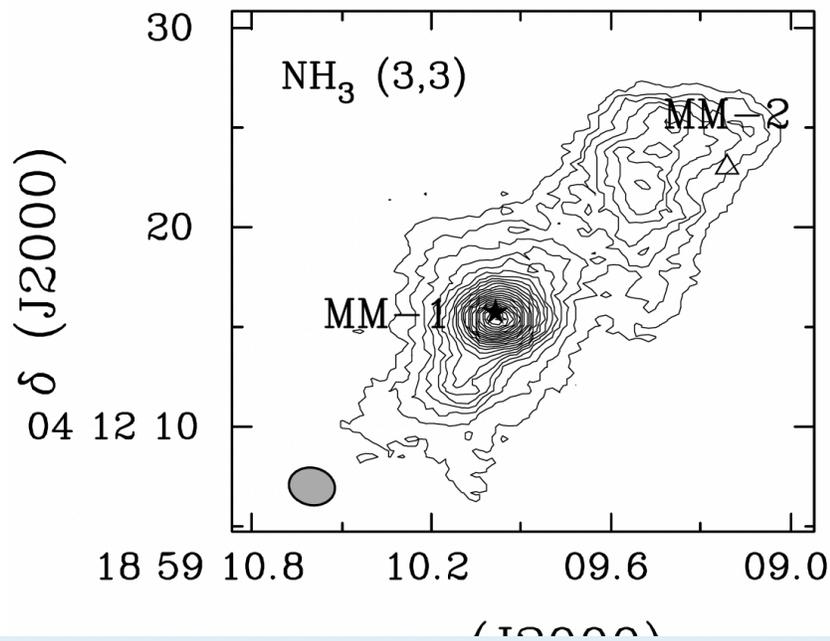


Figura 2.2: Emisión integrada de $NH_3(3,3)$. Zhang et al. [2007]

El mismo año, Araya et al. [2007] reportaron observaciones realizadas con el VLA de IRAS 18566+0408 a longitudes de onda de 5 GHz (6 cm), 8.3 GHz (3.6 cm), 23 GHz (1.3 cm), a una escala angular de $1''$. Esta emisión centimétrica parece trazar un jet ionizado. De igual manera se reportaron observaciones a 43 GHz (7 mm). La emisión a 43 GHz está dominada por polvo térmico que parece trazar un toro circunestelar casi perpendicular al jet ionizado. Sus resultados coincidieron con las estructuras reportadas por Zhang. La interpretación de las estructuras se puede apreciar en la Fig 2.3.

Años después, [Araya et al. \[2010\]](#) reportaron las observaciones de 5 GHz del máser de formaldehído (H_2CO) en IRAS 18566+0408 que fueron realizadas entre 2002 y 2009. Las observaciones se realizaron con el telescopio de Arecibo, con el VLA y el Green Bank Telescope. Lo que descubrieron fueron erupciones de formaldehído cuasi periódicas con un periodo de aproximadamente 237 días y además descubrieron una variabilidad correlacionada entre los máseres de H_2CO y metanol (CH_3OH). Sus descubrimientos indican que los cambios a corto plazo de las condiciones físicas de las protoestrellas masivas no son aleatorios sino que existen mecanismos cuasi periódicos durante el proceso de formación de estrellas masivas.

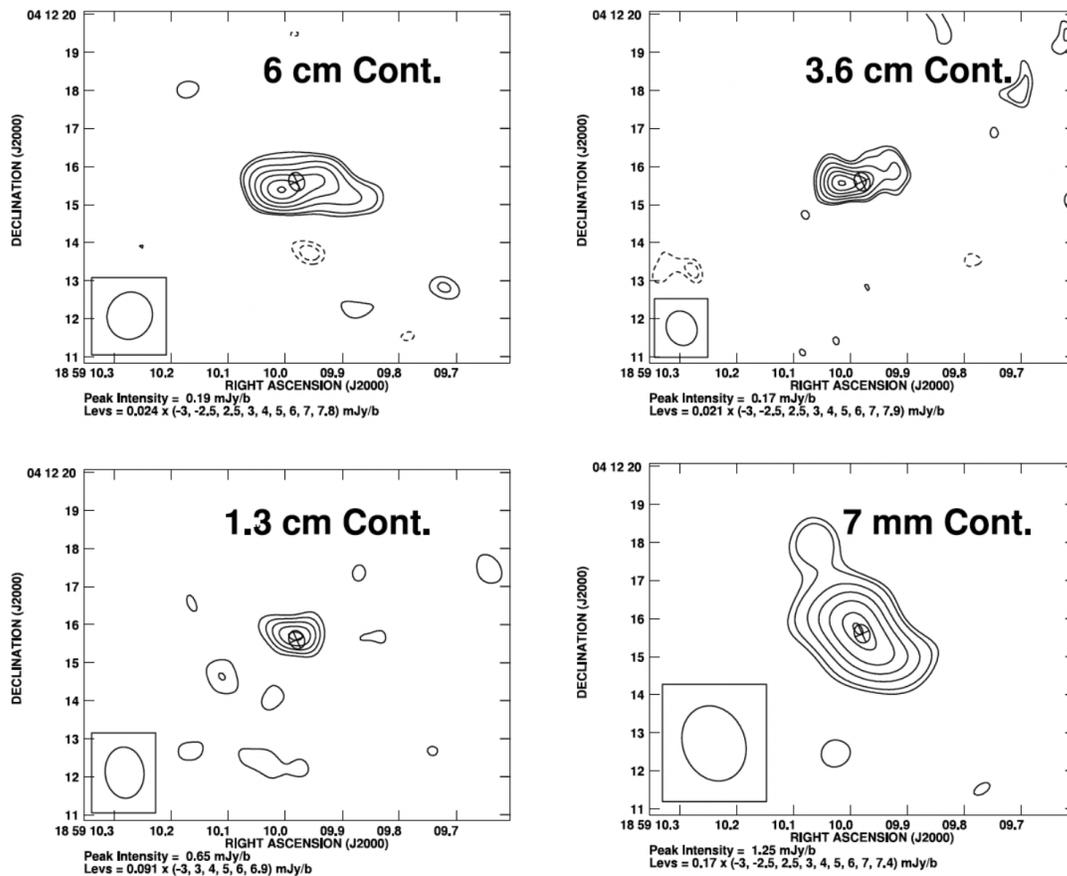


Figura 2.3: Emisión de continuo en las cuatro diferentes longitudes de onda observadas con el VLA. Araya et al. [2007]

El máser de 5 GHz de H_2CO coincide con el centro del toroide, encontrado por [Araya et al. \[2007\]](#), el cual contiene un candidato protoestelar masivo. Además de los estallidos periódicos de

máseres de H_2CO a 4.8 GHz, también se detectan ráfagas de CH_3OH a 6.7 GHz en esta región, éstos últimos se asocian, por su periodicidad, con máseres de OH a 6.035 GHz. [Al-Marzouk et al. \[2012\]](#) detectaron esta emisión máser de OH de 6.035 GHz por primera vez en IRAS 18566+0408 en el 2009 en dos eventos de estallido con el telescopio de Arecibo. El primero en marzo y el segundo en una serie de detecciones de septiembre a noviembre. Sus resultados asocian fuertemente a los máseres de OH con los de CH_3OH por su comportamiento de variabilidad similar. Por otro lado, los picos en las curvas de luz de H_2CO no fueron simultáneos con los de OH, sino que presentaron un retraso de un mes.

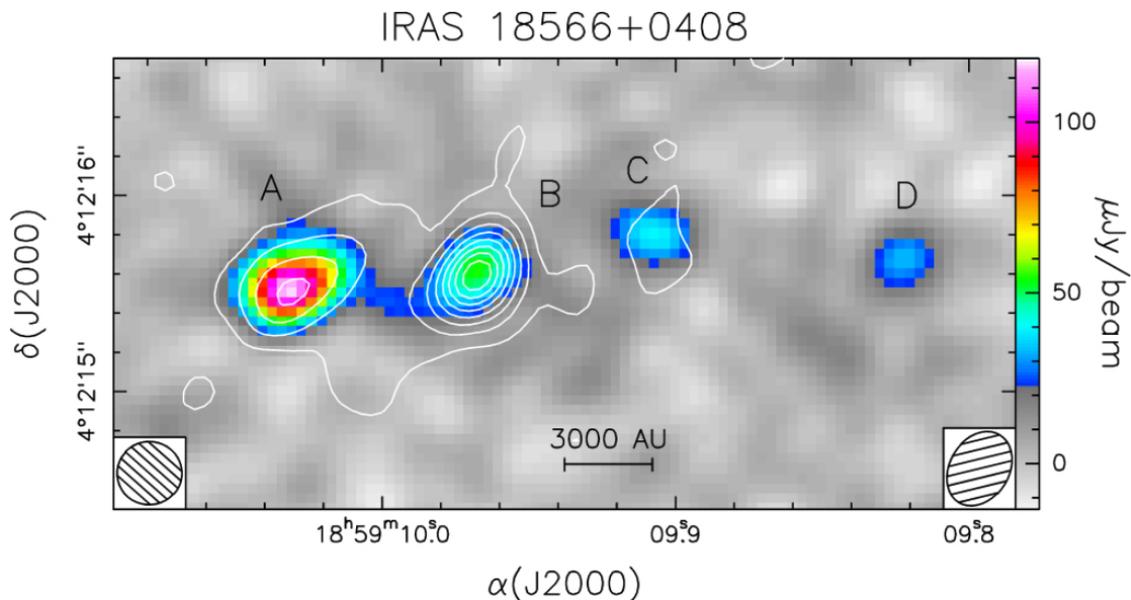


Figura 2.4: Datos del continuo de IRAS 18566+0408, los contornos blancos muestran el mapa de 1.3 cm y el mapa de color muestra el mapa de 6 cm. [Hofner et al. \[2017\]](#)

[Rosero et al. \[2016\]](#) presentaron un survey del continuo de radio de alta sensibilidad a 5 y 23 GHz con VLA. Calcularon índices espectrales en ese rango de frecuencia. En IRAS 18566+0408 encontraron un jet ionizado que consta de cuatro componentes alineadas de este a oeste y con una longitud de ~ 0.1 pc, estos componentes se muestran en la Fig. 2.4. Tres de los componentes (A, C, D) presentan emisión ópticamente delgada de gas ionizado. Por otro lado, el componente B tiene un índice espectral $\alpha = 1$, lo que indica que está entre la emisión ópticamente gruesa y delgada. Los ajustes de ley de potencia para los cuatro componentes se muestran en la Fig. 2.5. Para la componente B, [Hofner et al. \[2017\]](#) encontró que la fuente deconvolucionada decrece con

la frecuencia como $\theta_{mayor} \propto \nu^\gamma$, donde $\gamma = -0.5$, el ajuste se muestra en la Fig. 2.6. Para las componentes A, C, D no se detectó variación del tamaño como función de la frecuencia.

Hofner et al. [2017] reportaron observaciones del continuo a 100 GHz (3 mm), líneas de metilcianuro $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ y $^{13}\text{CS}(2-1)$ con CARMA (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy) en conjunción con los datos del VLA a 5 y 23 GHz del continuo y datos de banda ancha de 25 THz ($12 \mu\text{m}$) y 12 THz ($25 \mu\text{m}$) del telescopio Subaru. La emisión del continuo a 100 GHz y de las líneas de $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ y $^{13}\text{CS}(2-1)$ es compacta (<6700 AU), su máximo se encuentra cerca a la posición del componente B que reportan Rosero et al. [2016], los mapas se muestran en la Fig. 2.7. El gradiente de velocidad E-O detectado sugieren que la emisión de CH_3CN traza el outflow asociado con el jet, esta puede ser una razón por la que los máseres de CH_3OH se encuentren en esa región y no cerca de la componente B.

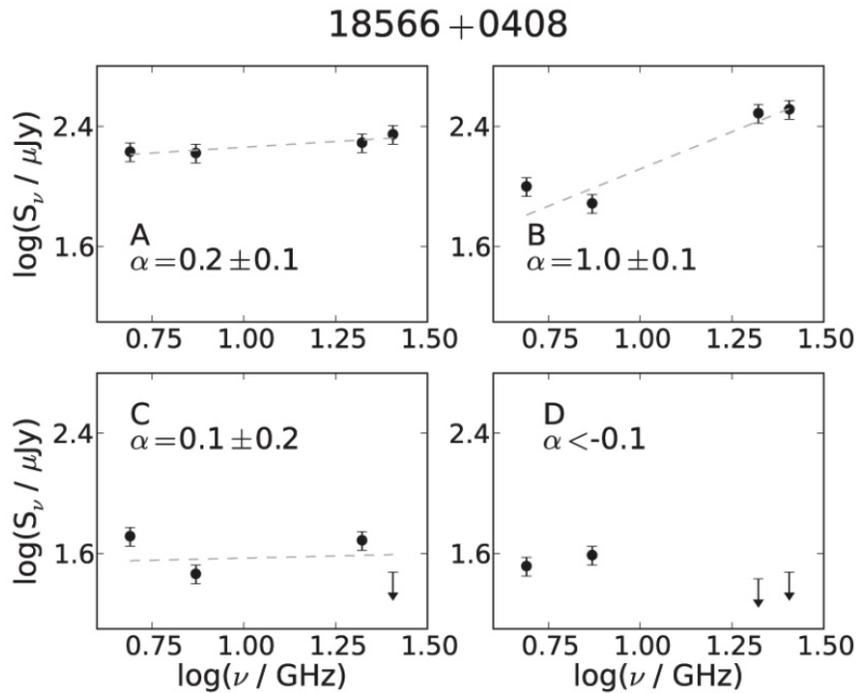


Figura 2.5: Ajuste de ley de potencia para componentes en IRAS 18566+0408 (Rosero et al. [2016]).

El análisis de estas líneas indica gas molecular denso y caliente en la región. La emisión a 100 GHz rastrea el núcleo central. Las observaciones a 25 THz ($12 \mu\text{m}$) y 12 THz ($25 \mu\text{m}$) detectan una sola fuente compacta que coincide con el componente B. La mayor parte de la luminosidad

de IRAS 18566+0408 se origina de una región menor a 2400 AU. También reportan datos del cercano IR con UKIRT (The United Kingdom Infrared Telescope), estos datos muestran una emisión extendida a lo largo de la dirección del jet. Los datos demuestran la presencia de un jet ionizado en la base de un outflow molecular. La Fig. 2.8 muestra la imagen de UKIDSS a 136 THz ($2.2\mu\text{m}$) con los contornos a 5 GHz de VLA, también se muestra el pico de la emisión del mediano infrarrojo.

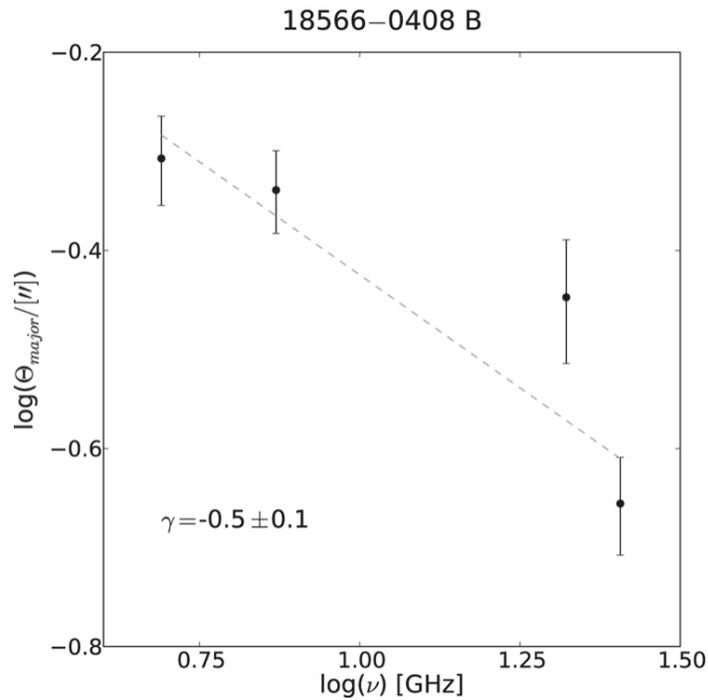


Figura 2.6: Ajuste de ley de potencia para la componente B en IRAS 18566+0408 (Hofner et al. [2017]).

El mismo año, Silva et al. [2017] reportaron observaciones con el SMA (Submillimeter Array) con resolución de segundos de arco. Las observaciones en continuo de 230 GHz (1.3 mm) se realizaron en configuraciones compactas y muy extendidas. La configuración compacta muestra un núcleo de polvo de $150 M_{\odot}$ y la configuración extendida muestra una condensación densa y compacta de $8 M_{\odot}$ con una temperatura de 240 K. Además, detectaron 31 transiciones moleculares de 14 especies, entre ellas CO, SO, CH_3OH , OCS y CH_3CN . Las líneas de $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ y $\text{SO}(6_5-5_4)$ revelan un outflow molecular centrado en el pico del continuo y es consistente con el de SiO previamente detectado por Zhang et al. [2007]. La Fig. 2.9 muestra los mapas de intensidad integrada de la emisión “ala” para estas líneas. Esta emisión se refiere a

la radiación en las “alas” o en los bordes exteriores de una línea de emisión espectral. Con el conjunto de datos se derivó una masa de $16.8 M_{\odot}$ del outflow. Este outflow es casi perpendicular a la estructura toroidal que habían encontrado [Zhang et al. \[2007\]](#), la cual muestra subestructuras y no presenta gradientes de velocidad. El espectro y la alta temperatura de rotación confirman que IRAS 18566+0408 contiene un núcleo molecular caliente.

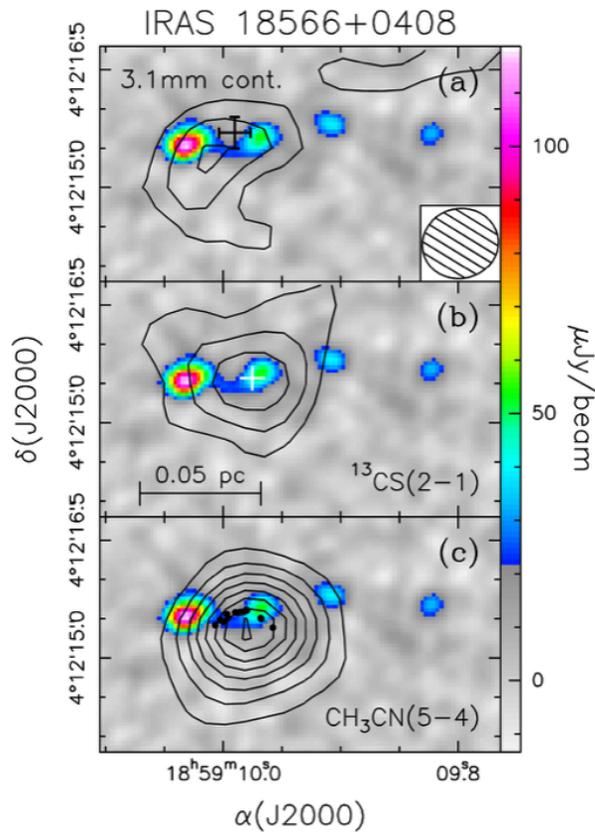


Figura 2.7: Mapas de contornos de CARMA. (a) Emisión a 97 GHz (3.1 mm), la cruz negra marca el pico de emisión a 43 GHz (7 mm). (b) Promedio de la emisión de la línea $^{13}\text{CS}(2-1)$, la cruz blanca marca el pico de emisión del máser de H_2CO . (c) Promedio de la emisión de la línea $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$, los puntos negros indican la posición de los máseres de CH_3OH a 6.7 GHz. ([Hofner et al. \[2017\]](#)).

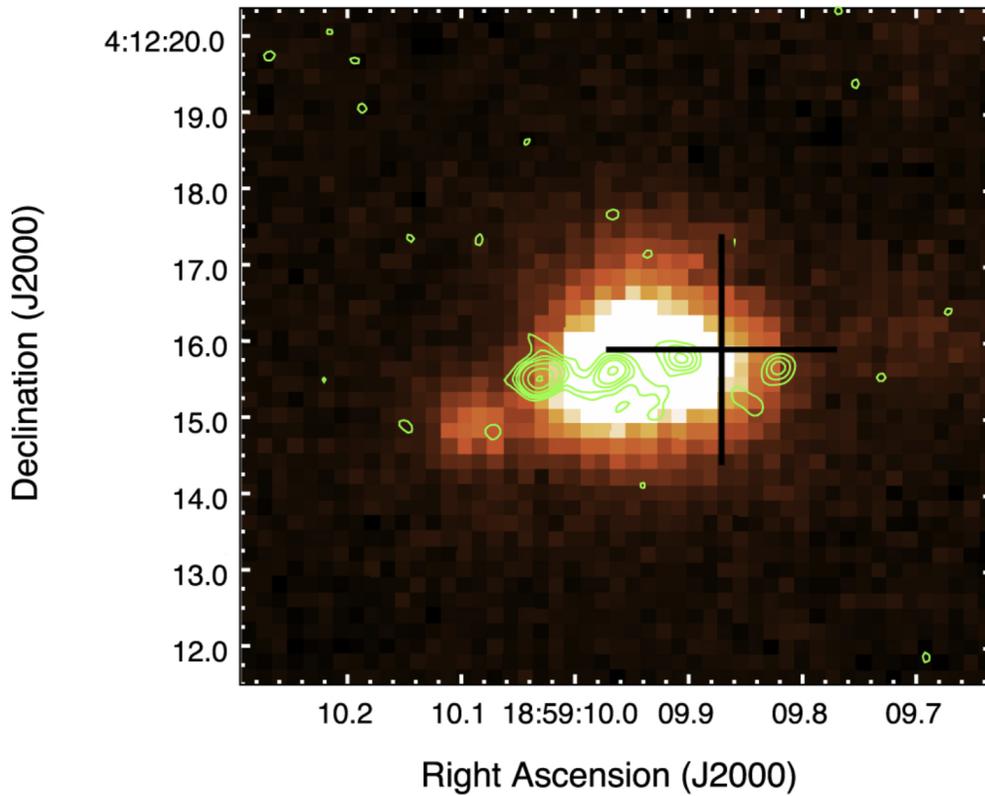


Figura 2.8: Imagen de color de la Banda K de infrarrojo ($2.2\mu\text{m}$) con los contornos a 6cm . La cruz negra marca la posición del pico de emisión a $25\mu\text{m}$ (Hofner et al. [2017]).

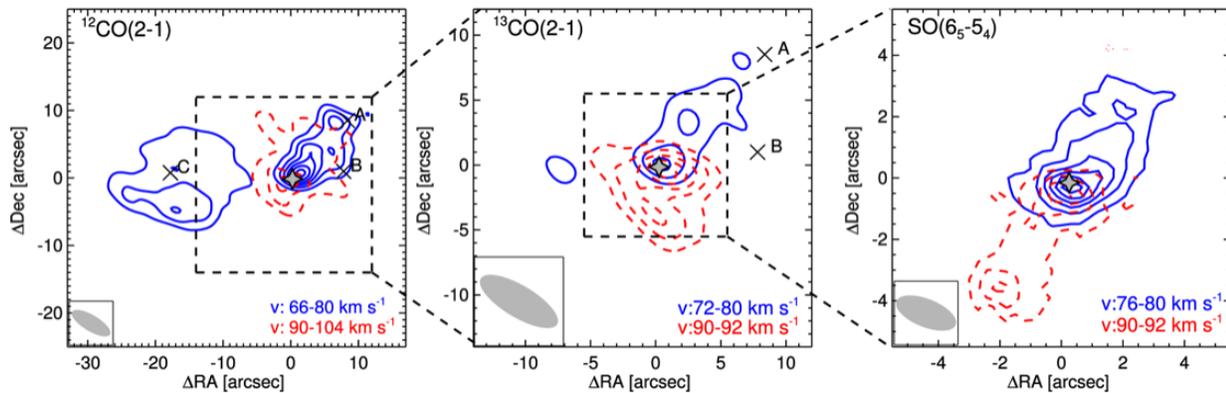


Figura 2.9: Corrimiento al rojo y al azul de la emisión de las líneas de $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ y $\text{SO}(6_5-5_4)$, respectivamente. La estrella gris indica el pico de emisión de polvo (Silva et al. [2017]).

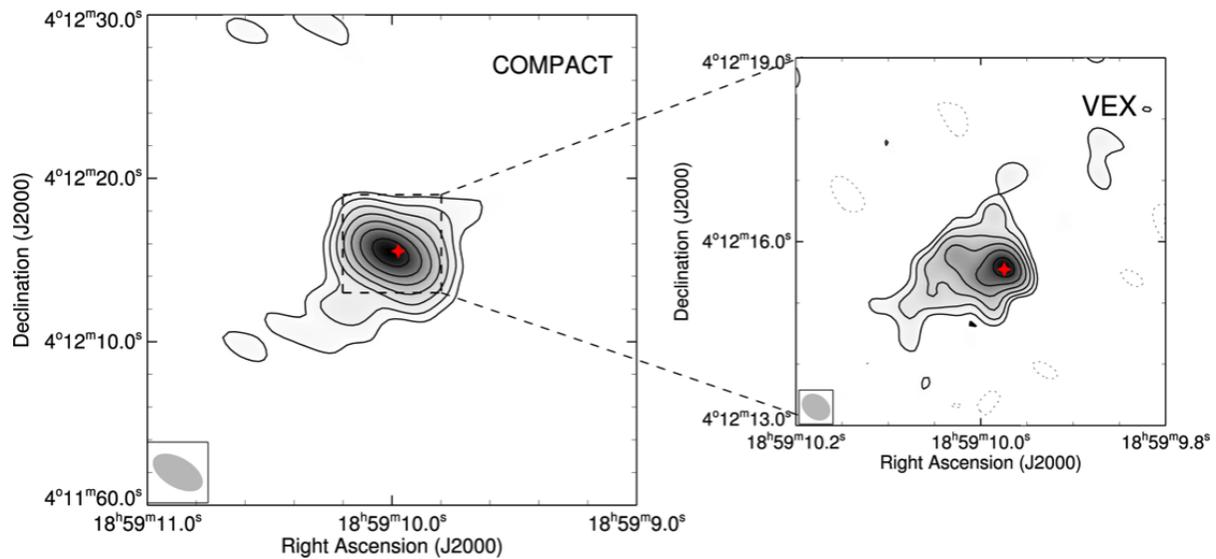


Figura 2.10: Izquierda: emisión del continuo a 230 GHz (1.3 mm) observada con la configuración compacta ($\theta = 2''.4$). Derecha: emisión del continuo observada con la configuración muy extendida ($\theta = 0''.4$). La cruz roja indica el pico de emisión (Silva et al. [2017]).

2.2. Observaciones

2.2.1. Emisión del continuo

Las observaciones hacia IRAS 18566+0408 se realizaron con el VLA en las configuraciones B y C, y en las bandas K y Q. Se realizaron tres observaciones en 2016, la primera el 1 de marzo, la segunda el 9 julio y la tercera el 20 de septiembre. La posición de apuntar para la fuente IRAS 18566+0408 fue $\alpha_{J2000} = 18:59:10.00$ y $\delta_{J2000} = +04:12:15.5$.

La resolución angular del VLA está establecida principalmente por la configuración del arreglo y la frecuencia observada. Se reporta el valor aproximado del ancho del haz sintetizado θ_{HPBW} (ancho total a potencia media; el elemento de resolución), y la estructura de escala angular más grande visible para el arreglo, θ_{LAS} , para cada fecha de observación.

Fecha	Tiempo [min]	Configuración VLA	Banda	θ_{HPBW} ["]	θ_{LAS} ["]
01-mar-2016	~ 27	C	K	0.95	66
09-jul-2016	~ 48	B	K	0.28	7.9
20-sep-2016	~ 71	B	Q	0.14	3.9

Tabla 2.2: Observaciones de 2016

Para las observaciones en banda K y Q se utilizaron 64 ventanas espectrales que cubren frecuencias de ~ 18.4 a 25.2 GHz (~ 1.64 a 1.19 cm) y de 40.7 a 47.9 GHz (~ 7.36 a 6.25 mm), respectivamente. Cada ventana espectral está dividida en 64 canales de 2 MHz. Las frecuencias observadas se dividen en cuatro sub-bandas, la primera va de 18.4 a 22.1 GHz, la segunda de 22.2 a 25.2 GHz, la tercera de 40.7 a 44.2 GHz y la cuarta de 44.3 a 47.9 GHz. Estas cuatro sub-bandas se ilustran en la Fig. 2.11.

Los calibradores de flujo y fase que se usaron fueron 3C286 y J1851+0035, respectivamente. El código de precisión posicional que reporta NRAO para el calibrador de fase es 0.01 - 0.15 arcsec, por lo tanto se usó como incertidumbre el valor de 0.10 arcsec. La densidad de flujo del calibrador 3C286 para las frecuencias centrales de cada banda fueron $S_\nu = 2.69$ Jy (20.3 GHz), $S_\nu = 2.52$ Jy (22.2 GHz) y $S_\nu = 2.40$ Jy (23.7 GHz).

En la Tabla 2.3 se reportan el tamaño, ángulo de posición del haz sintetizado y el rms que se obtuvo para cada sub-banda y en cada fecha de observación.

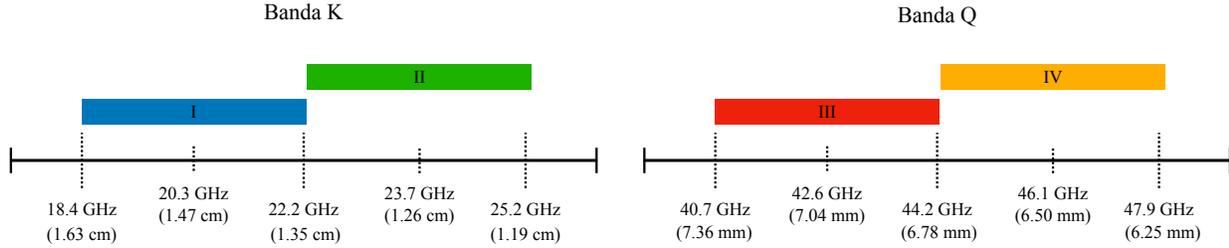


Figura 2.11: Sub-bandas de frecuencia en banda K y Q

Frecuencia [GHz]	θ_{may} ["]	θ_{men} ["]	PA [°]	Rms [$\mu Jy/beam$]
01-mar-2016				
20.32	1.29	0.82	-48	26.2
21.82	1.18	0.75	-48	13.4
23.77	1.10	0.73	-49	17.1
09-jul-2016				
20.25	0.34	0.27	-68	15.1
21.82	0.31	0.24	-56	9.8
23.77	0.28	0.23	-72	17.4
20-sep-2016				
42.55	0.071	0.039	-63	28.0
44.42	0.066	0.036	-64	23.7
46.17	0.068	0.038	-61	37.0

Tabla 2.3: Haz sintetizado para cada fecha de observación.

Los datos fueron analizados con el paquete CASA (Common Astronomy Software Applications, por sus siglas en inglés) de NRAO, se limpiaron antes de ser calibrados. Se usó el *task gencal* para corregir la posición de las antenas. Las soluciones del *delay* y *bandpass* se formaron con base en observaciones del calibrador de densidad de flujo (3C286). Estas soluciones se aplicaron al resolver la calibración final de amplitud y fase utilizando el *task gaincal* en todo el ancho de banda. Se midió la densidad de flujo del calibrador de fase (J1851+0035) usando el

task fluxscale. Las soluciones de amplitud, fase, *delay* y *bandpass* fueron aplicadas a la fuente IRAS 18566+0408 usando el *task applycal*. Las imágenes se hicieron usando el *task clean* con un peso *briggs robust* = 0.0, esto para tener una razón óptima entre sensibilidad y resolución angular. Los ajustes gaussianos se realizaron con el *task imfit*.

Los datos se usaron para realizar mapas de continuo de la banda K y la banda Q. La banda K y banda Q se dividieron en dos sub-bandas, esto para tener una mayor confianza en el análisis de la imagen de la banda completa.

Los ajustes lineales se realizaron con la librería *lmfit* de Python que proporciona rutinas de optimización, parametriza un modelo para ajustarse a los datos y además permite el ajuste ponderado. Cada dato fue ponderado con su peso estadístico dado por $P[i] = 1/\sigma_i$. El modelo da la pendiente y su respectivo error.

- Banda K, Configuración C (03-mar-2016)

La Fig 2.12 muestra el mapa de continuo de la sub-banda I donde el rms es de $26.2 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $1''.29 \times 0''.82$, P.A de -48° y con un ancho de banda de 3.4 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 656 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

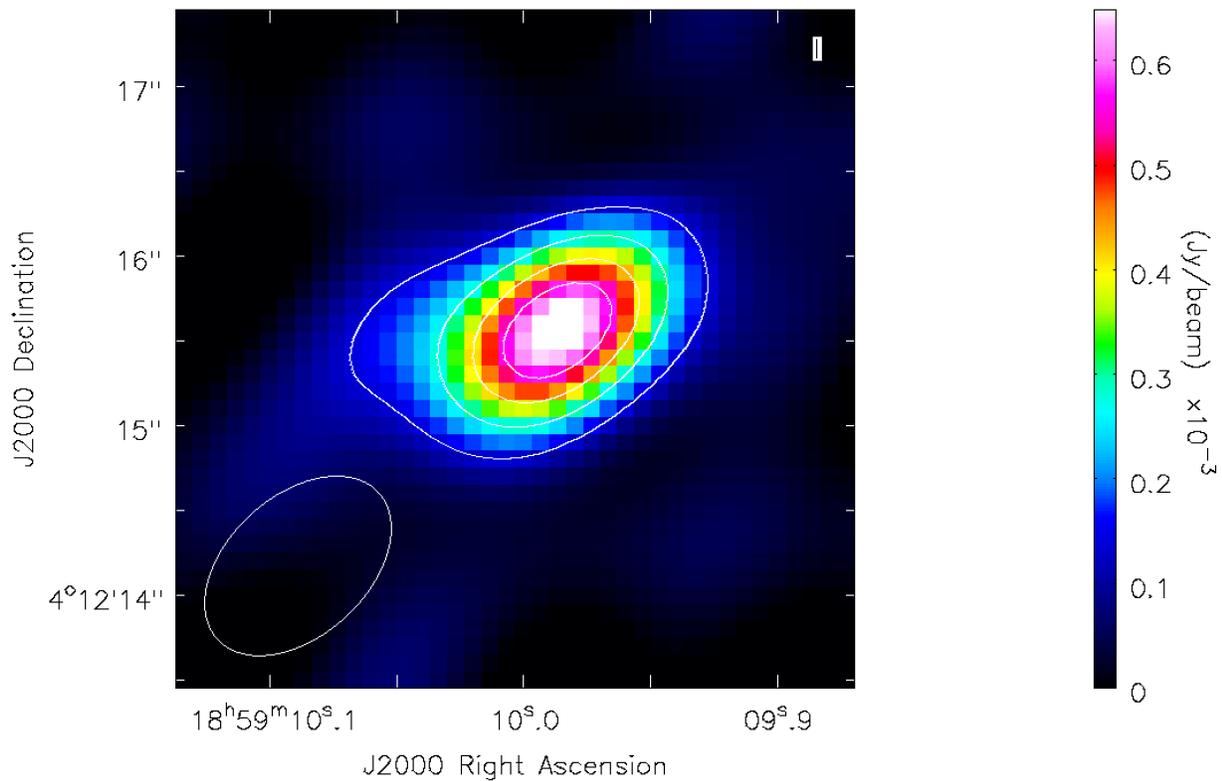


Figura 2.12: Mapa de emisión de la Sub-banda I (20.32 GHz)

La Fig 2.13 muestra el mapa de continuo de la sub-banda II donde el rms es de $17.1 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $1''.10 \times 0''.73$, P.A de -49° y con un ancho de banda de 3.4 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 375 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

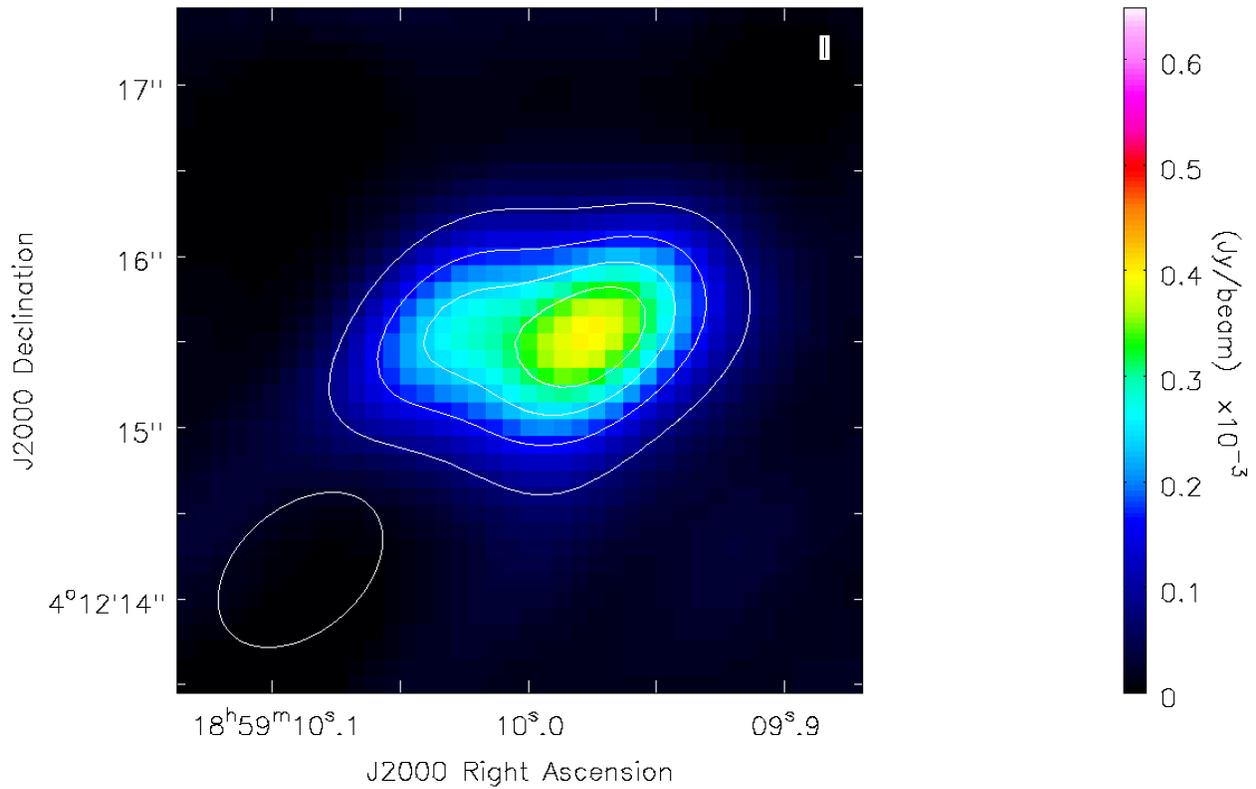


Figura 2.13: Mapa de emisión de la Sub-banda II (23.77 GHz)

La Fig 2.14 muestra el mapa de continuo de la Banda K donde el rms es de $13.4 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $1''.18 \times 0''.75$, P.A de -48° y con un ancho de banda de 6.8 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 464 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

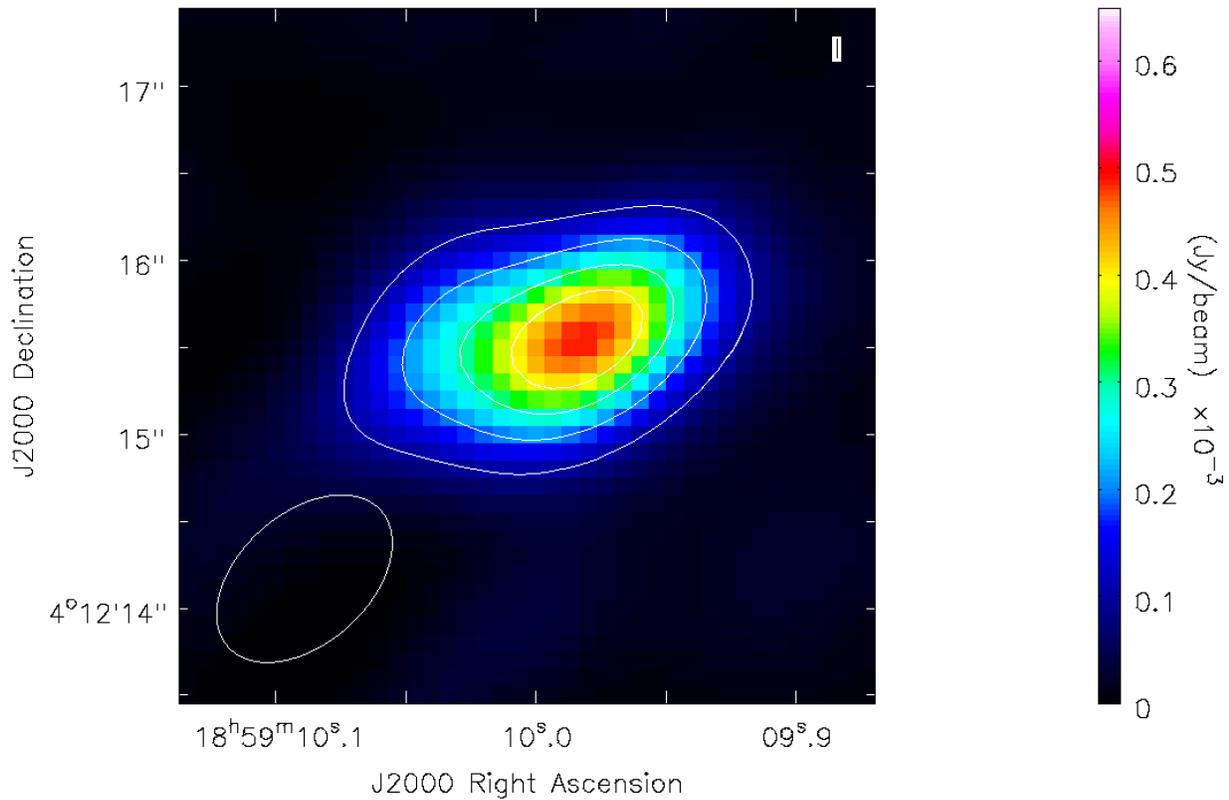


Figura 2.14: Mapa de emisión de la Banda K (21.83 GHz)

■ Banda K, Configuración B (09-jul-2016)

La Fig 2.15 muestra el mapa de continuo de la sub-banda I donde el rms es de $15.1 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.34 \times 0''.27$, P.A de -68° y con un ancho de banda de 3.4 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 136 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

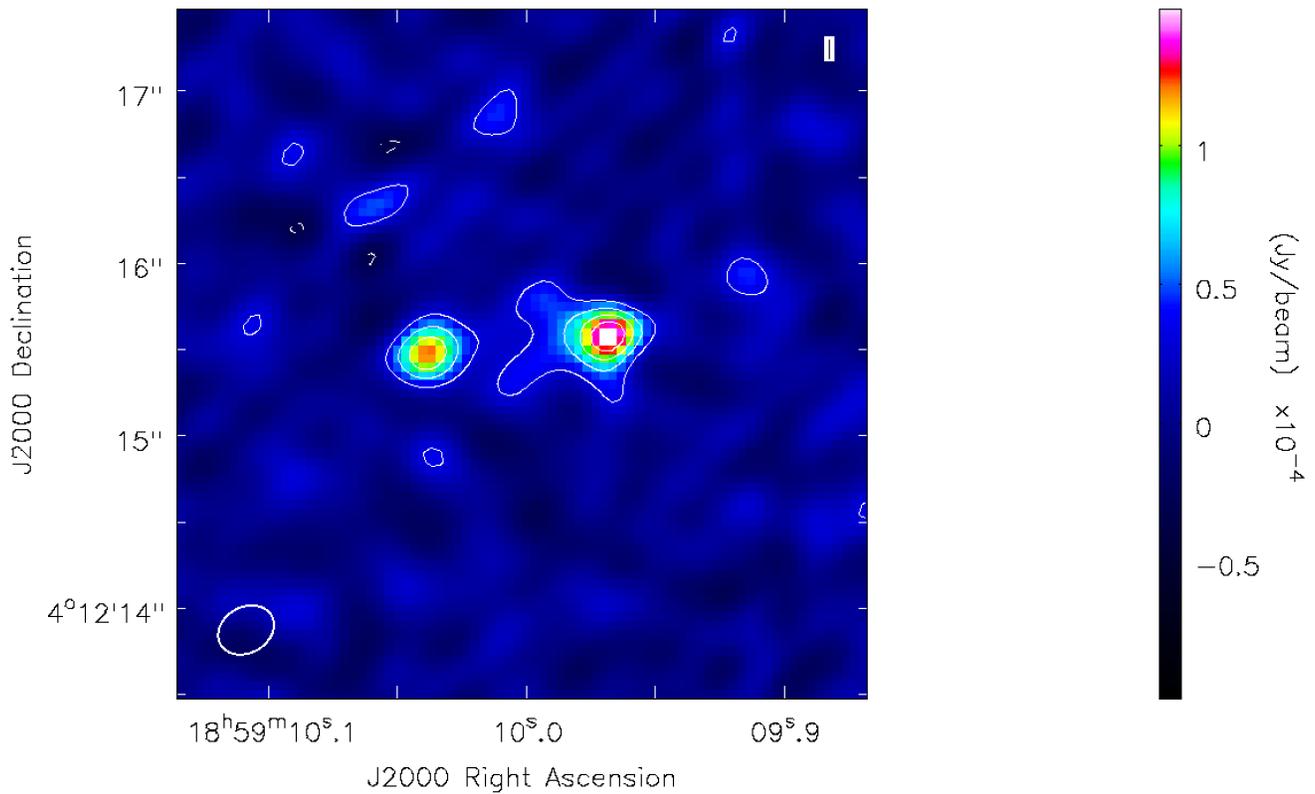


Figura 2.15: Mapa de emisión de la Sub-banda I (20.25 GHz)

La Fig 2.16 muestra el mapa de continuo de la sub-banda II donde el rms es de $17.4 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.28 \times 0''.23$, P.A de -72° y con un ancho de banda de 3.4 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 109 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

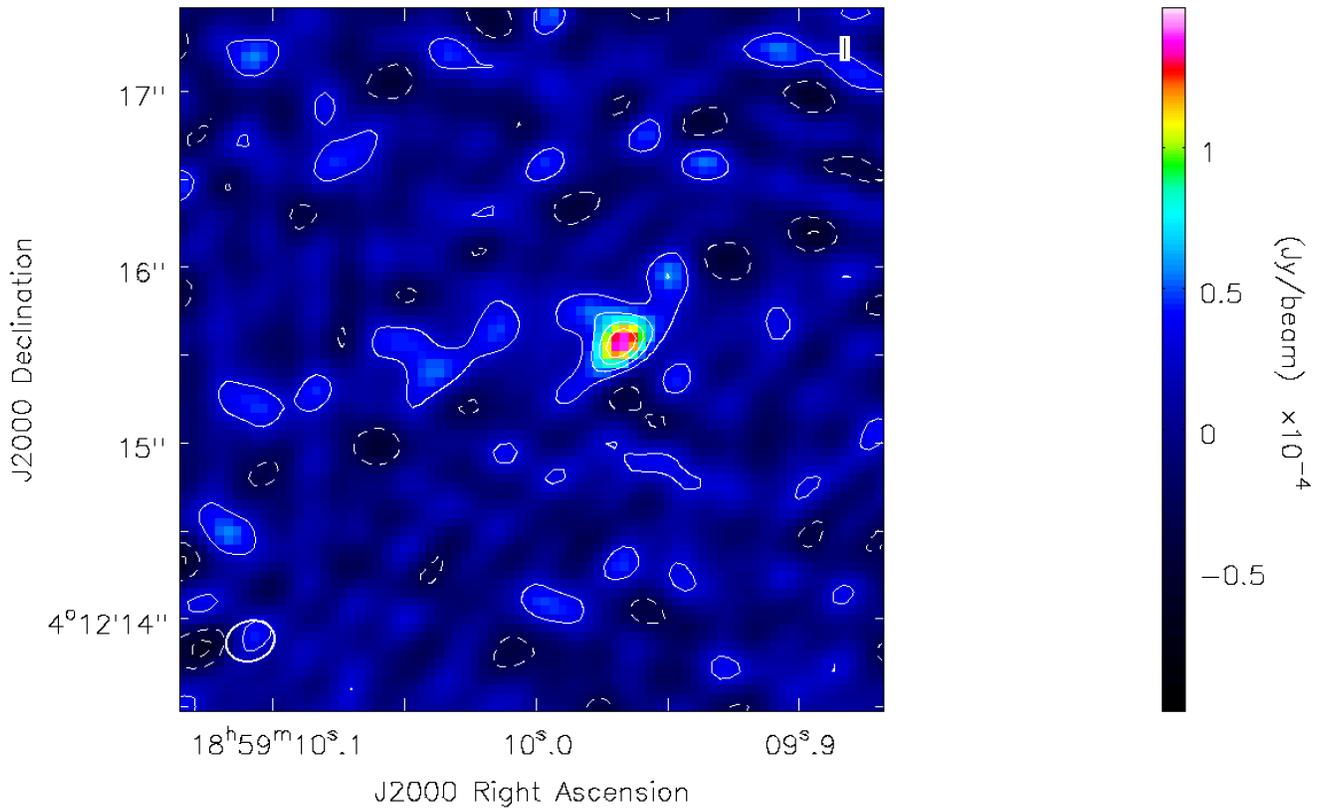


Figura 2.16: Mapa de emisión de la Sub-banda II (23.77 GHz)

La Fig 2.17 muestra el mapa de continuo de la banda K donde el rms es de $9.8 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.31 \times 0''.24$, P.A de -56° y con un ancho de banda de 6.8 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 134 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

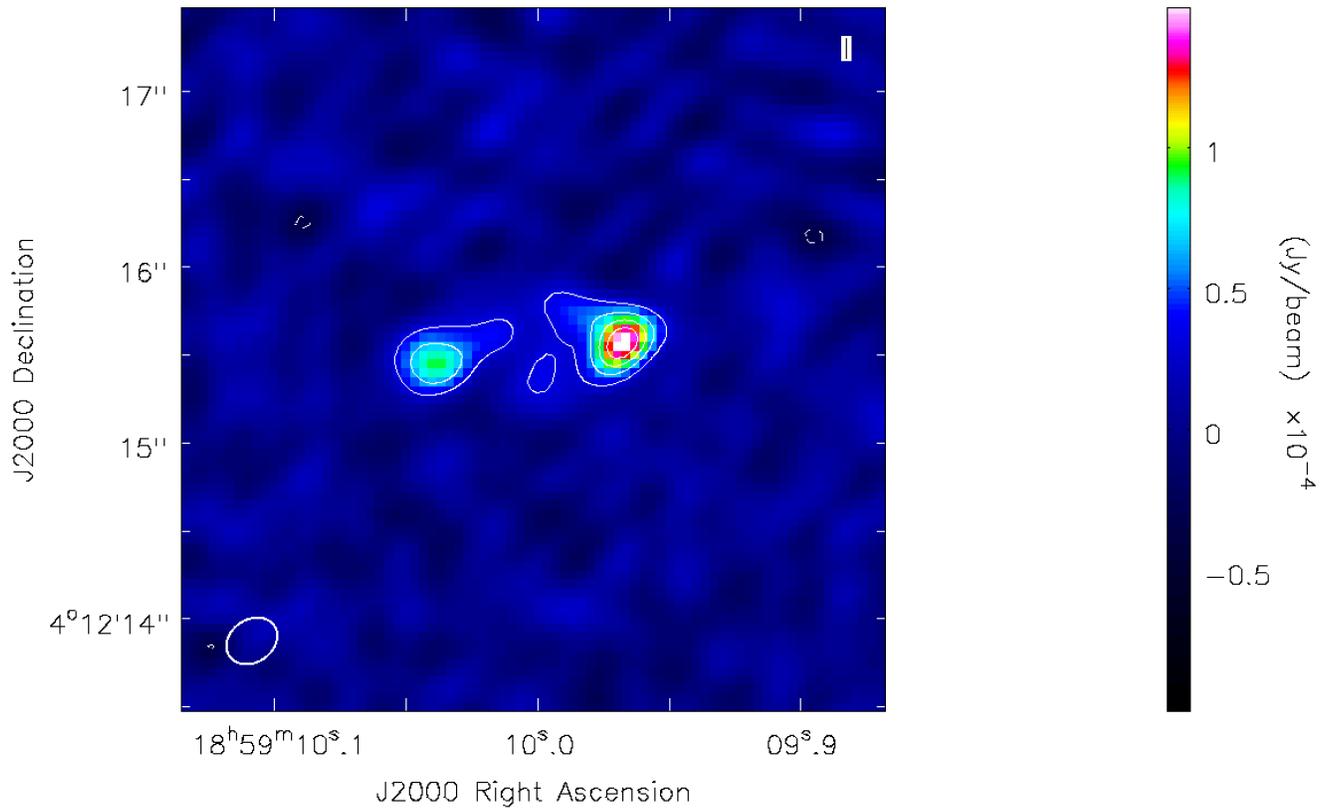


Figura 2.17: Mapa de emisión de la Banda K (21.83 GHz)

■ **Banda Q, Configuración B (20-sep-2016)**

La Fig 2.18 muestra el mapa de continuo de la sub-banda III donde el rms es de $28.0 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.071 \times 0''.039$, P.A de -63° y con un ancho de banda de 3.6 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.4, -0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 283 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

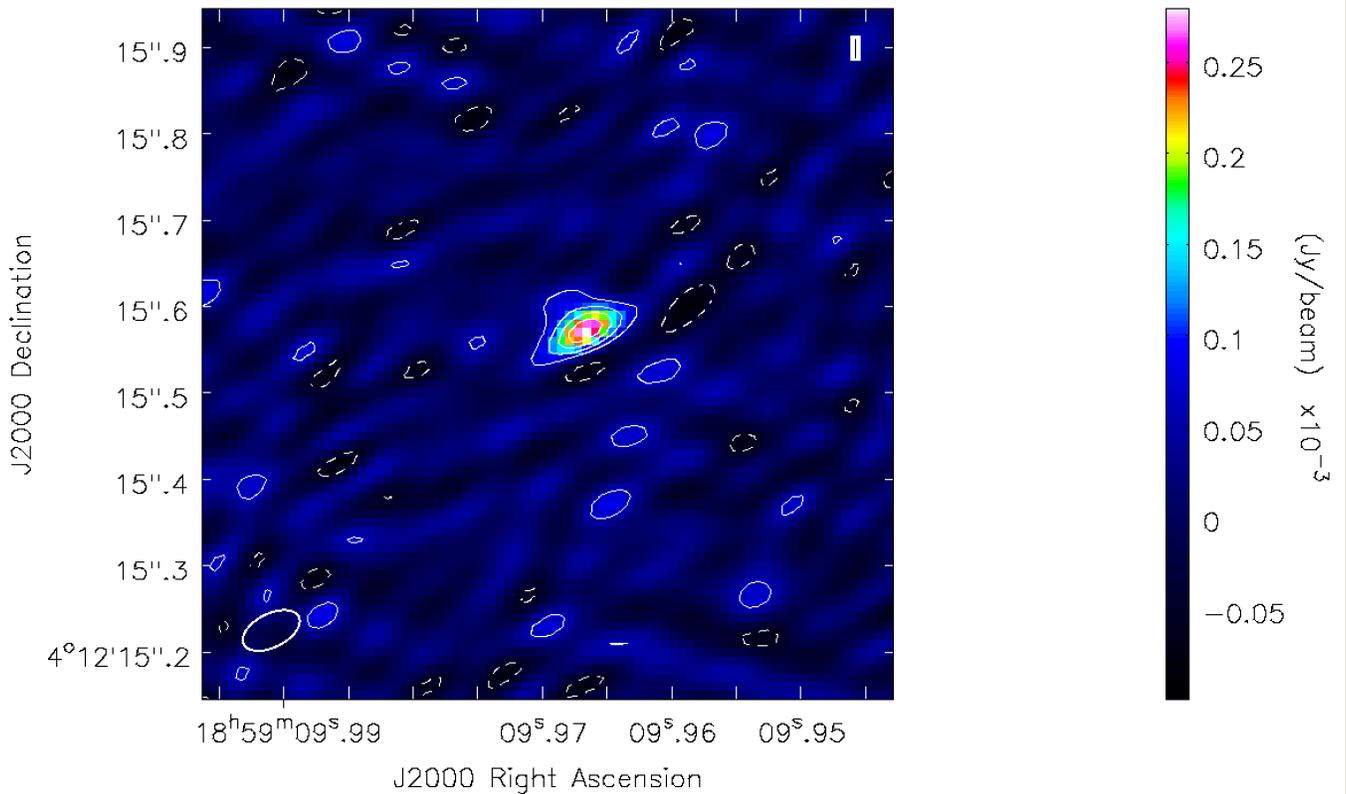


Figura 2.18: Mapa de emisión de la Sub-banda III (42.55 GHz)

La Fig 2.19 muestra el mapa de continuo de la sub-banda IV donde el rms es de $37.0 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.068 \times 0''.038$, P.A de -61° y con un ancho de banda de 3.6 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.4, -0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 281 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

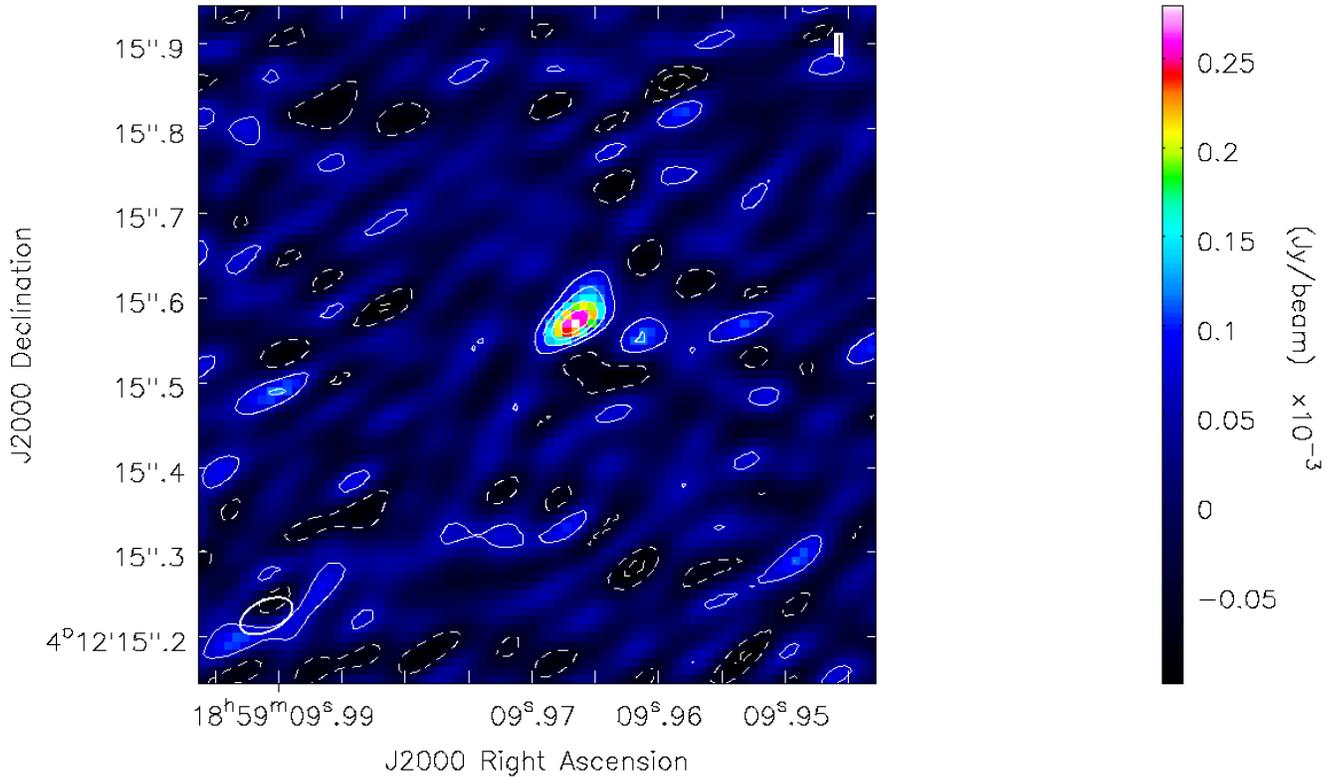


Figura 2.19: Mapa de emisión de la Sub-banda IV (46.17 GHz)

La Fig 2.20 muestra el mapa de continuo de la banda Q donde el rms es de $23.7 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, con un haz sintetizado de $0''.066 \times 0''.036$, P.A de -64° y con un ancho de banda de 7.2 GHz. Los niveles de los contornos van de $[-0.4, -0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8] \times 287 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

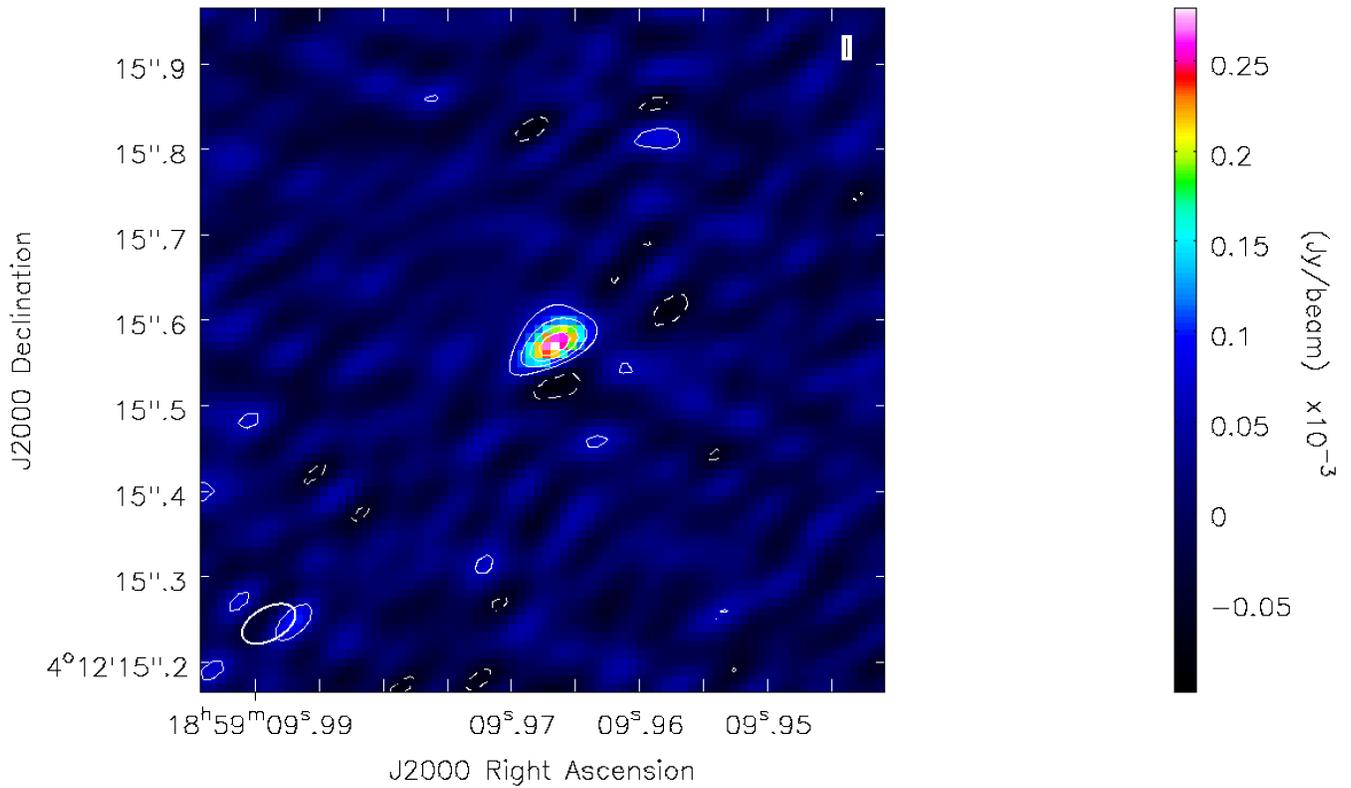


Figura 2.20: Mapa de emisión de la Banda Q (44.42 GHz)

Resultados y Análisis

Los antecedentes de IRAS 18566+0408 en el radio continuo revelan la presencia de cuatro componentes distintas. Los datos disponibles de 2016 permitieron un estudio detallado de las componentes A, B, C y D. La componente B se detectó en las bandas K y Q, mientras que la componente A solo se detectó en la banda K. Las componentes C y D no fueron detectadas en ninguna banda. A continuación, presentamos los resultados y un análisis de la posible naturaleza de cada componente. Para el análisis no se usaron los datos de la Banda K con la configuración C (03-mar-2016) porque las componentes no están resueltas (ver Figs. [2.12](#), [2.13](#), [2.14](#)).

3.1. Componente B

La componente B fue detectada en la Banda K y en la Banda Q. Se realizó un ajuste gaussiano en cada fecha de observación. En las siguientes tablas se reporta la densidad de flujo, el pico del flujo, la posición y el tamaño deconvolucionado así como el ángulo de posición de la componente para las dos sub-bandas y la banda completa. En la Tabla 3.1 las frecuencias $\nu = 20.25$ GHz, $\nu = 21.83$ GHz, $\nu = 23.77$ GHz son las frecuencias centrales de la sub-banda I, banda K y sub-banda II, respectivamente. En la Tabla 3.2 las frecuencias $\nu = 42.55$ GHz, $\nu = 44.42$ GHz, $\nu = 46.17$ GHz son las frecuencias centrales de la sub-banda III, banda Q y sub-banda IV, respectivamente.

ν [GHz]	S_ν^* [μ Jy]	S_{max}^* [μ Jy/beam]	α_{J2000}^\dagger [h : m : s]	δ_{J2000}^\dagger [° : ' : "]	$\theta_{may} \times \theta_{min}$ [" × "]	P.A [°]
20.25	234 ± 23	136 ± 14	$18:59:09.97 \pm 0.007$	$4:12:15.6 \pm 0.1$	0.36×0.14	78 ± 8
21.83	244 ± 24	134 ± 14	$18:59:09.97 \pm 0.007$	$4:12:15.6 \pm 0.1$	0.30×0.19	86 ± 9
23.77	263 ± 26	109 ± 10	$18:59:09.97 \pm 0.007$	$4:12:15.6 \pm 0.1$	0.42×0.19	128 ± 13

Tabla 3.1: Ajuste Gaussiano Banda K (09-jul-2016)

*Valores después de quitar emisión máser. Ver 3.1.1.

†La incertidumbre está dada por el código de precisión posicional para el calibrador de fase.

ν [GHz]	S_ν [μ Jy]	S_{max} [μ Jy/beam]	α_{J2000}^* [h : m : s]	δ_{J2000}^* [° : ' : "]	$\theta_{may} \times \theta_{min}$ [" × "]	P.A [°]
42.55	306 ± 31	283 ± 28	$18:59:09.967 \pm 0.007$	$4:12:15.57 \pm 0.1$	$0.056 \times 0.01^\dagger$	–
44.42	307 ± 31	287 ± 29	$18:59:09.967 \pm 0.007$	$4:12:15.57 \pm 0.1$	$0.066 \times 0.036^\ddagger$	108 ± 11
46.17	340 ± 34	281 ± 28	$18:59:09.966 \pm 0.007$	$4:12:15.58 \pm 0.1$	$0.063 \times 0.017^\dagger$	–

Tabla 3.2: Ajuste Gaussiano Banda Q (20-sep-2016)

*La incertidumbre está dada por el código de precisión posicional para el calibrador de fase.

†El ajuste dio una cota superior.

‡El ajuste no pudo deconvolucionar la fuente así que se reporta el tamaño del haz sintetizado.

El diámetro angular de la componente B a ~ 22 GHz es de ~ 0.01 pc (2000 AU) y a ~ 44 GHz es < 0.002 pc (442 AU).

■ Índice espectral α

A continuación se presenta el cálculo del índice espectral para la Banda K (09-jul-2016), y para la Banda Q (20-sep-2016). Las incertidumbres son grandes porque las frecuencias son muy cercanas. Tendremos un α más confiable usando flujos que abarquen un rango mayor de frecuencia e incluyendo más datos.

Fecha	ν [GHz]	S_ν [μ Jy]	α
09-jul	20.25	234 ± 23	0.73 ± 0.88
	23.77	263 ± 26	
20-sep	42.55	306 ± 31	1.29 ± 1.73
	46.17	340 ± 34	

Tabla 3.3: Frecuencias, densidad de flujo e índice espectral para cada banda.

En la Fig 3.1 se muestra el ajuste lineal del índice espectral. El ajuste se realizó con nuestros datos del 9 de julio (banda K) y del 20 de septiembre (banda Q), y se incluyeron los datos de [Rosero et al. \[2016\]](#) (ver Fig. 2.5). Se supone una incertidumbre del 10% en la densidad de flujo. El resultado del ajuste indica que la densidad de flujo crece con la frecuencia como $S_\nu \propto \nu^{0.70 \pm 0.5}$. Este índice espectral indica que la componente B tiene emisión entre lo ópticamente delgado y ópticamente grueso, además es lo esperado para un jet térmico.

Los datos de la gráfica se muestran en la Tabla 3.4. No se utilizaron los datos de las sub-bandas, sino los de las bandas completas debido a que hay una diferencia de milésimas en el resultado del ajuste del índice espectral y hay suficiente confianza en los datos de las bandas completas.

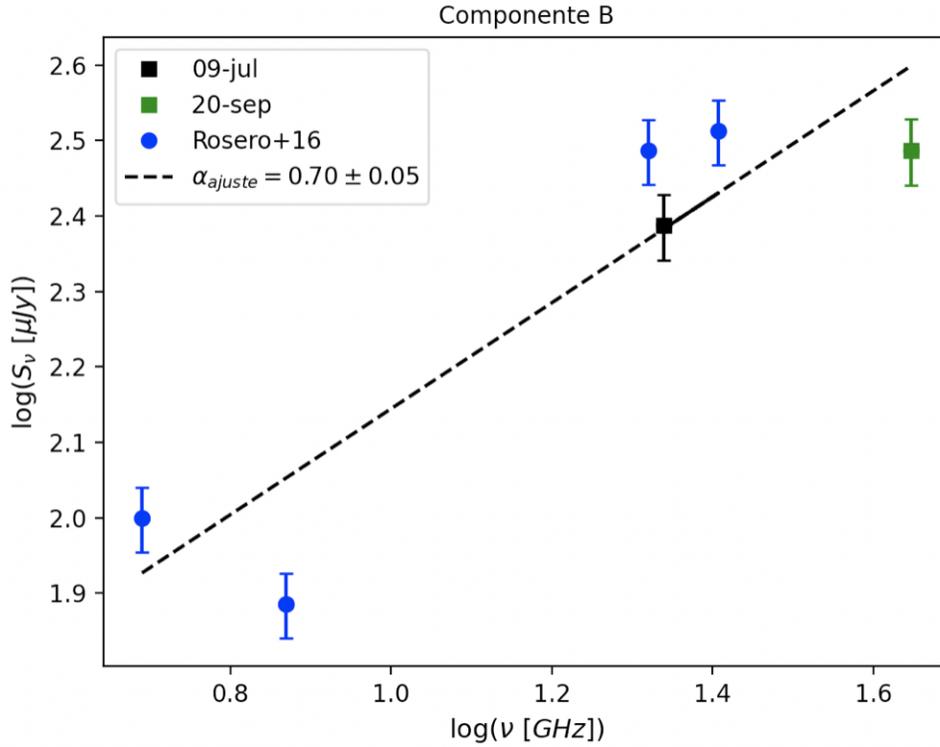


Figura 3.1: Densidad de flujo como función de la frecuencia. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo.

	$\nu [GHz]$	$\log(\nu [GHz])$	$S_\nu [\mu Jy]$	$\log(S_\nu [\mu Jy])$
Rosero	4.9	0.690	100 ± 10	2.000
	7.4	0.869	77 ± 8	1.724
	20.9	1.320	307 ± 31	2.279
	25.5	1.407	326 ± 33	2.367
09-jul	21.83	1.339	244 ± 24	2.387
20-sep	44.42	1.647	307 ± 31	2.487
$\alpha = 0.70 \pm 0.05$				

Tabla 3.4: Datos de Rosero et al. [2016], nuestros datos de Banda K (09-jul-2016) y Banda Q (20-sep-2016), y α del ajuste para la componente B ($\alpha = 0.7 \pm 0.05$).

■ **Tamaño deconvolucionado de la fuente**

Los valores en la banda K y Q usados para calcular el error en el tamaño de la fuente se muestran en la Tabla 3.5. Los anchos a potencia media fueron calculados con el tamaño geométrico dado por $\sqrt{\theta_{may}\theta_{men}}$. Las dimensiones del haz sintetizado, θ_h , se encuentran en la Tabla 2.3 y se considera un error, $\delta\theta_h$, del 5%. El ajuste gaussiano realizado con el *task imfit* de CASA dio el tamaño del eje mayor FWHM y eje menor FWHM de la componente convolucionada con el haz (θ_o) y de la componente deconvolucionada del haz (θ_f , ver tablas 3.1 y 3.2). Se considera el 10% de error para el tamaño observado.

Banda	θ_o ["]	$\delta\theta_o$ ["]	θ_h ["]	$\delta\theta_h$ ["]	θ_f ["]	$\delta\theta_f$ ["]
K	0.37	0.03	0.27	0.01	0.24	0.057
Q	0.0523	0.005	0.0487	0.002	0.007	0.015

Tabla 3.5: Anchos a potencia media y errores

Se considera que el error del eje mayor deconvolucionado es $\delta\theta_{may} \lesssim \delta\theta_f$. La Fig. 3.2 muestra el eje mayor deconvolucionado en función de la frecuencia incluyendo los datos de Hofner et al. [2017]. El resultado del ajuste indica que la fuente deconvolucionada decrece con la frecuencia como $\theta_{mayor} \propto \nu^\gamma$, donde $\gamma = -1.0 \pm 0.13$. Los datos de la gráfica se muestran en la Tabla 3.6. No se utilizaron los datos de las sub-bandas, sino los de las bandas completas debido a que el programa CASA no pudo deconvolucionar la fuente en las sub-bandas. Hofner et al. [2017] reportó $\gamma = -0.5$ (ver Fig. 2.6), al incluir los datos de banda Q la pendiente se vuelve más empinada.

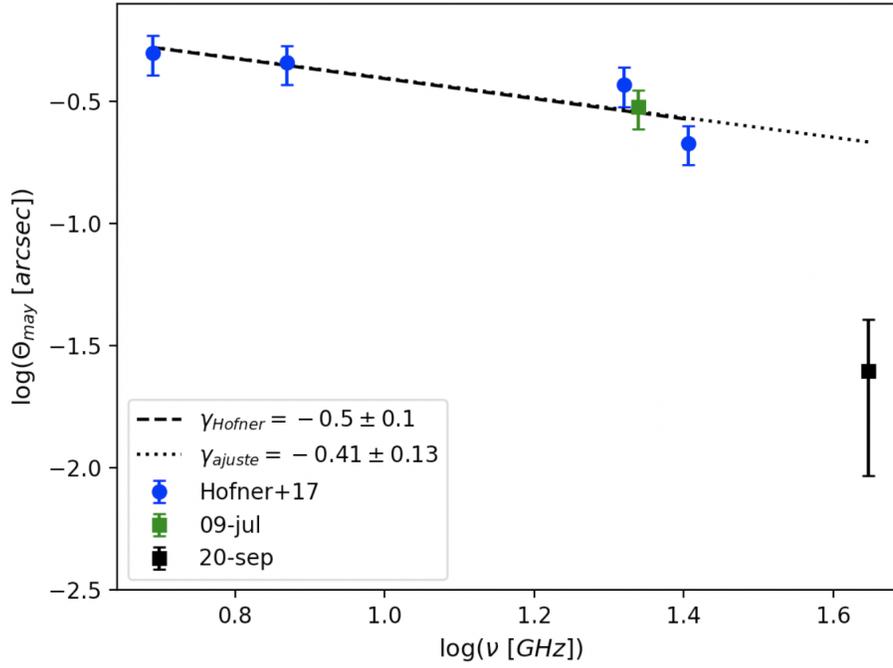


Figura 3.2: Eje mayor angular deconvolucionado como función de la frecuencia para componente B.

	ν [GHz]	$\log(\nu$ [GHz])	θ_{may} ["]	$\log(\theta_{may}$ ["])
Hofner	4.9	0.690	0.49	-0.307
	7.4	0.869	0.46	-0.337
	20.9	1.320	0.36	-0.440
	25.5	1.407	0.22	-0.660
09-jul	21.83	1.339	0.30	-0.523
20-sep	44.42	1.647	0.025	-1.602
$\gamma = -0.4 \pm 0.13$				

Tabla 3.6: Datos del eje mayor deconvolucionado de Hofner et al. [2017], nuestros datos de Banda K (09-jul-2016) y Banda Q (20-sep-2016) y γ del ajuste del componente B ($\gamma = -0.4 \pm 0.1$)

■ Región HII hipotética

Si suponemos que la componente B es una región HII, en lugar de un jet térmico, se puede calcular su tasa de fotones ionizantes con la Ec.(1.6) y los datos de la Banda K, entonces $\dot{N}_i = 1.144 \times 10^{45} \text{s}^{-1}$. Este \dot{N}_i podría ser producido por una estrella tipo B5 con los siguientes parámetros:

M [M_\odot]	R [R_\odot]	L [L_\odot]	\dot{M} [$M_\odot \text{yr}^{-1}$]
8	7.3	3981	7.08×10^{-9}

Tabla 3.7: Parámetros de estrella tipo B5 (ver Ramachandran et al. [2018]).

En esta misma suposición se calcula la velocidad de escape con la Ec. (1.20) y estos parámetros, se obtiene que $v_{esc} \approx 650 \text{ kms}^{-1}$.

■ Tasa de pérdida de masa ionizada \dot{M}_{ion}

Al no tener suficiente información sobre la fuente central de la componente B, se calcula la tasa de pérdida de masa del jet \dot{M}_{ion} con la Eq.(1.19), con la suposición de que la fuente central del jet es una estrella tipo B5 y los siguientes parámetros obtenidos de nuestros datos:

Parámetros	Banda K	Banda Q
ν [GHz]	21.83	44.42
α	0.7	0.7
S_ν [mJy]	0.244	0.307
v_j [kms^{-1}]	650	650
θ_{men} [arcsec]	0.19	0.036
θ_{may} [arcsec]	0.30	0.066
θ_0 [°]	64.7	57.2
ν_m [GHz]	40	40
i [°]	45	45
d [kpc]	6.7	6.7
T [K]	10000	10000
\dot{M}_{ion} [$10^{-6} M_\odot \text{yr}^{-1}$]	2.8	2.1

Tabla 3.8: Parámetros Tasa de pérdida de masa ionizada

Los valores para la tasa de masa ionizada difieren en las dos bandas. El valor en la banda Q es una aproximación dado que el ajuste gaussiano no pudo deconvolucionar la fuente de forma confiable así que se usó el tamaño del haz sintetizado para calcular el ángulo de apertura, sin embargo, son valores muy cercanos.

- **Radio de inyección**

Se calcula el radio de inyección del jet, r_0 , con la Eq. (1.18) y los parámetros de la Tabla 3.8, se obtiene que $r_0 \approx 40$ AU.

Los resultados presentados en esta sección proporcionan una idea de la posible naturaleza de la emisión de la componente B. Esta componente de radio podría ser un *jet* térmico o una región H II. El valor calculado del índice espectral y el hecho de que su tamaño dependa de la frecuencia son pruebas de que esta componente es un *jet* térmico. Dado que no contamos con suficiente información sobre la fuente que produce el *jet*, se supuso una región H II hipotética generada por una estrella de tipo B5. Esto nos permite calcular la velocidad de escape ($v_{esc} \sim v_{jet}$) y la tasa de pérdida de masa ionizada.

En la siguiente sección se reporta emisión máser de H₂O encontrada en los datos del 9 de julio de 2016 (Banda K). Esta emisión fue detectada dado que se presentó una intensa emisión en la sub-banda I comparada con la de la sub-banda II, el índice espectral tan negativo y la morfología no concordaban con los datos reportados por Hofner et al. [2017].

3.1.1. Emisión máser H_2O

En el análisis preliminar de los datos de la componente B de IRAS 18566+0408, en la configuración B (09-jul-2016), se detectó una intensa emisión en la sub-banda I. La densidad de flujo en la sub-banda I era $S_\nu = 509 \pm 51 \mu\text{Jy}$ mientras que en la sub-banda II es $S_\nu = 263 \pm 26 \mu\text{Jy}$ (ver Tabla 3.1). Con estos valores se calcula un índice espectral negativo $\alpha = -4.2 \pm 0.1$. Este valor no entra en los valores típicos del índice espectral para la emisión térmica (-0.1 a 2) ni en los de la no térmica (-0.5 a -1.5).

La Fig. 3.3 muestra la Sub-banda I preliminar. La morfología de la componente B parece estar compuesta de dos fuentes. Esta morfología no es consistente con el mapa de la Sub-banda II, pues en éste solo aparece una fuente en la componente B (ver Fig. 2.16). El índice espectral tan negativo y la morfología de la componente B no concordaban con los datos que se habían reportado años antes.

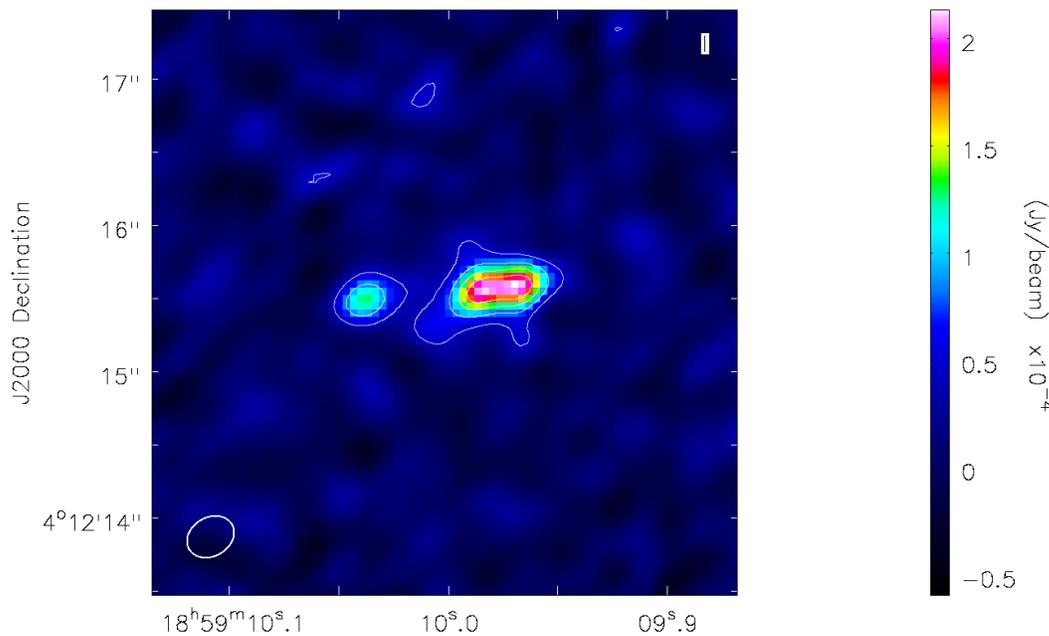


Figura 3.3: Mapa preliminar de emisión del continuo de la sub-banda I (20.25 GHz). Los niveles de los contornos van de -0,2,0.2,0.4,0.6,0.8 veces el flujo máximo.

Para detectar el problema en la Sub-banda I, ésta se dividió en dos bandas y se realizaron nuevas mapas de continuo (ver Fig. 3.4). Los ajustes gaussianos de la componente B dieron

como resultado una densidad de flujo $S_\nu = 197 \mu\text{Jy}$ para la primera mitad de la sub-banda I y $S_\nu = 948 \mu\text{Jy}$ para la segunda mitad. Estos valores dan un índice espectral muy empinado $\alpha = 16.5 \pm 0.2$. Además, se nota la morfología doble solo en la segunda sub-banda. Entonces, el problema claramente tiene origen en la segunda parte de la Sub-banda I. En la Tabla 3.9 se reportan los resultados del ajuste en la primera ($\nu = 19.38 \text{ GHz}$) y segunda mitad ($\nu = 21.31 \text{ GHz}$) de la sub-banda I.

ν [GHz]	S_ν [μJy]	S_{max} [$\mu\text{Jy}/\text{beam}$]	α_{J2000}^* [h : m : s]	δ_{J2000}^* [$^\circ$: ' : "]	$\theta_{may} \times \theta_{min}$ [" \times "]	P.A [$^\circ$]
19.38	197 ± 20	158 ± 16	$18:59:09.97 \pm 0.007$	$4:12:15.6 \pm 0.1$	$0.32 \times 0.07^\dagger$	–
21.31	948 ± 95	414 ± 41	$18:59:09.98 \pm 0.007$	$4:12:15.6 \pm 0.1$	0.47×0.21	102 ± 10

Tabla 3.9: Ajuste Gaussiano para primera mitad y segunda mitad de Sub-banda I.

*La incertidumbre está dada por el código de precisión posicional para el calibrador de fase.

†La componente es una fuente puntual.

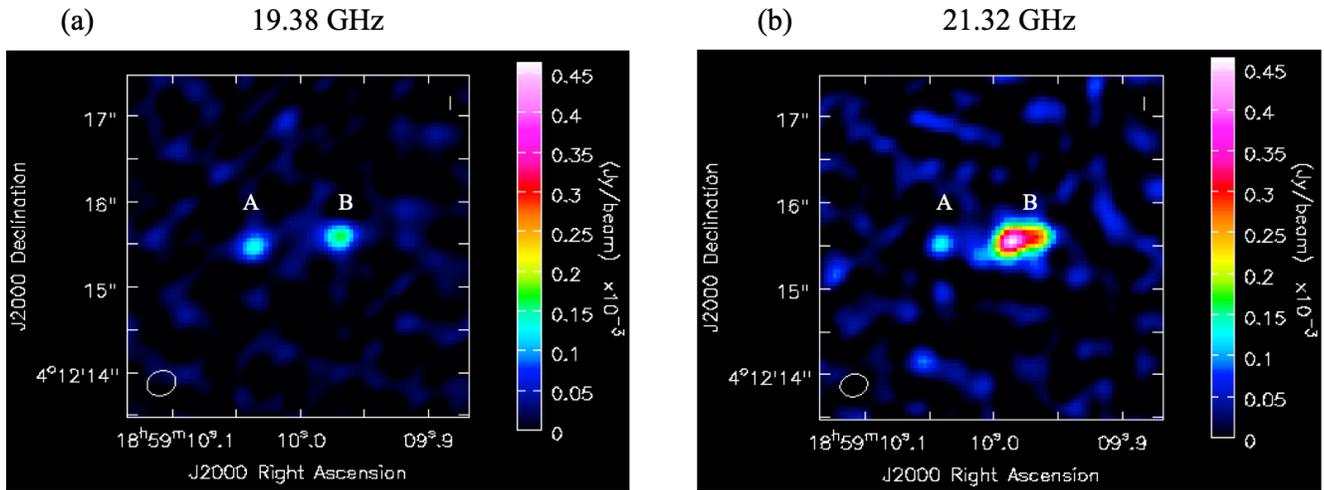


Figura 3.4: Mapas de continuo de (a) Sub-banda I.I y (b) Sub-banda I.II

Se realizó un análisis de la segunda mitad de la sub-banda I y se detectó la emisión máser de H_2O (22.2 GHz) en tres canales (38 \sim 40) de una ventana espectral en el límite superior de la sub-banda I; la emisión en cada canal se muestra en la Fig. 3.5. Esta emisión máser ya había sido reportada por Beuther et al. [2002]. Al omitir estos canales se obtuvo la emisión térmica es-

perada y se obtuvieron las nuevas imágenes para la sub-banda I y Banda K (ver Fig. 2.15 y 2.17).

La posición del máser en nuestras observaciones es $\alpha_{J2000} = 18:59:09.99$ y $\delta_{J2000} = +04:12:15.5$, que al compararla con Beuther et al. [2002], coincide dentro de las incertidumbres de posición. Cada canal es de 2 MHz, por lo que la emisión está en un rango de velocidades de 81 km s^{-1} . Ésta es una cota superior pues la emisión de los canales 37 y 40 no cubre los 2 MHz. Beuther et al. [2002] reportaron 2 máseres de H_2O con velocidades de $+68$ y $+88 \text{ km s}^{-1}$. Esta separación corresponde a 1.5 MHz, que es menor que el ancho de cada canal en nuestras observaciones. El hecho de que detectamos emisión sobre tres canales podría indicar la presencia de un nuevo máser o simplemente el efecto Gibbs¹ en los datos actuales. Las observaciones no incluyeron una ventana espectral de banda angosta en la frecuencia del máser (22.2 GHz) por lo que no hay manera de conocer las propiedades de la emisión del máser de H_2O con los datos disponibles.

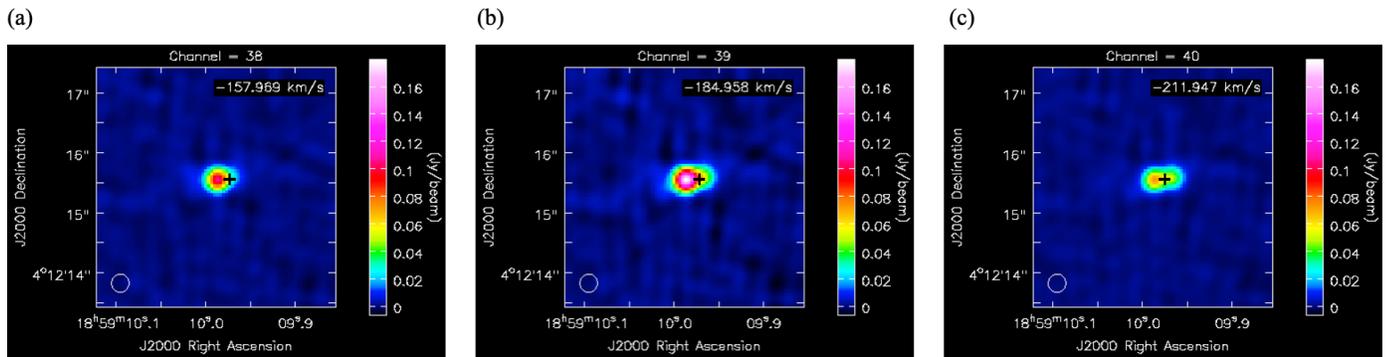


Figura 3.5: Mapas de emisión máser en cada canal. El símbolo de la cruz indica la posición de la emisión máxima de la componente B (09-jul-2016).

¹El efecto Gibbs o “atenuación de Gibbs” es una característica de las imágenes obtenidas mediante la Transformada de Fourier. Son oscilaciones que aparecen alrededor de los bordes de la imagen reconstruida después de aplicar la transformada inversa.

3.2. Componente A

La componente A solo fue detectada en la Banda K (09-jul-2016). Se realizó un ajuste gaussiano en esa fecha de observación. En las siguientes tablas se reporta la densidad de flujo, el pico del flujo, la posición y el tamaño deconvolucionado así como el ángulo de posición de la componente para la Banda K. En la Tabla 3.10 la frecuencia $\nu = 21.83$ GHz es la frecuencia central de la Banda K.

ν [GHz]	S_ν [μ Jy]	S_{max} [μ Jy/beam]	α_{J2000} * [h : m : s]	δ_{J2000} * [° : ' : "]	$\theta_{may} \times \theta_{min}$ [" × "]	P.A [°]
21.83	177 ± 18	83 ± 8	$18:59:10.04 \pm 0.007$	$4:12:15.5 \pm 0.1$	0.46×0.16	111 ± 11

Tabla 3.10: Ajuste Gaussiano Banda K (09-jul-2016)

*La incertidumbre está dada por el código de precisión posicional para el calibrador de fase.

El diámetro angular de la componente A a ~ 22 GHz es de ~ 0.015 pc (3000 AU). No se detectó variación de tamaño en las demás frecuencias.

■ Índice espectral α

Esta componente no fue detectada en la Banda Q, se supuso un valor de $3\sigma = 71\mu$ Jy como una cota superior a S_{44GHz} . En la Fig. 3.6 se muestra el ajuste para el índice espectral usando los datos de Rosero et al. [2016], en la Tabla 3.11 se encuentran los valores usados. El ajuste de la componente A dio un índice espectral de $\alpha = 0.12 \pm 0.06$, este valor coincide dentro de las incertidumbres reportadas por Rosero et al. [2016] ($\alpha = 0.2 \pm 0.1$) pero es más plano.

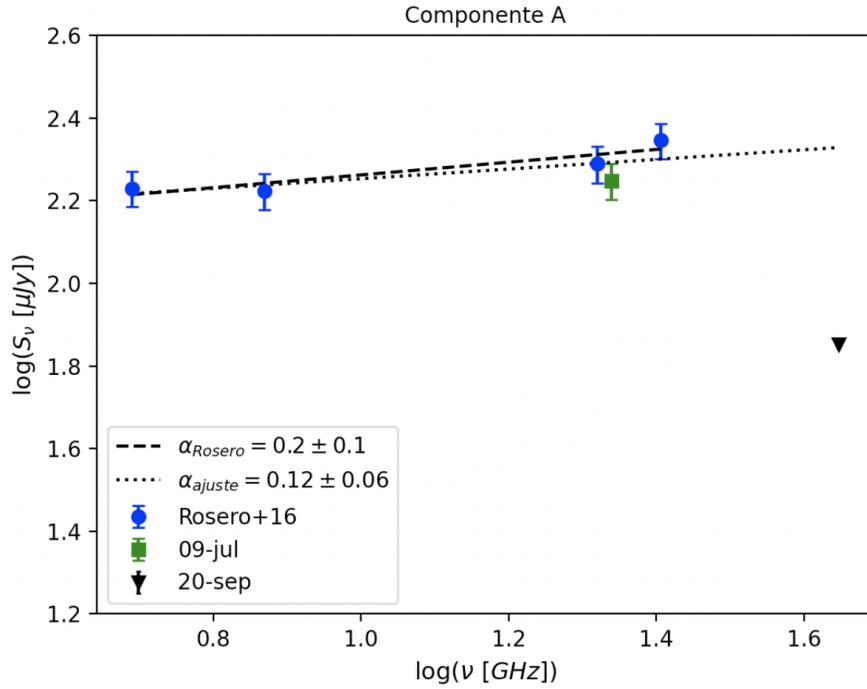


Figura 3.6: Densidad de flujo como función de la frecuencia para la componente A. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 20 de septiembre son un límite superior, considerando $S_\nu = 3\sigma$.

	$\nu [GHz]$	$\log(\nu [GHz])$	$S_\nu [\mu Jy]$	$\log(S_\nu [\mu Jy])$
Rosero	4.9	0.690	170 ± 17	2.230
	7.4	0.869	167 ± 17	2.223
	20.9	1.320	195 ± 20	2.290
	25.5	1.407	222 ± 22	2.346
09-jul-2016	21.83	1.339	177 ± 18	2.248
20-sep-2016	44.42	1.647	$< 71^1$	< 1.852
$\alpha = 0.12 \pm 0.02$				

Tabla 3.11: Datos de Rosero et al. [2016], nuestros datos de Banda K (09-jul-2016) y Banda Q (20-sep-2016), y α del ajuste para la componente A. El índice espectral obtenido ($\alpha = 0.12 \pm 0.02$) es un límite superior.

- **Región HII posible**

La componente A presenta emisión ópticamente delgada, si suponemos que es una región HII podemos calcular su tasa de fotones ionizantes con la Ec.(1.6) y los datos de la Banda K, entonces $\dot{N}_i = 8.3 \times 10^{44} \text{s}^{-1}$. Este \dot{N}_i corresponde a una estrella tipo B7 con los siguientes parámetros:

M [M_\odot]	R [R_\odot]	L [L_\odot]	\dot{M} [$M_\odot \text{yr}^{-1}$]
19	14.5	7244	7.76×10^{-9}

Tabla 3.12: Parámetros de estrella tipo B7 (ver [Ramachandran et al. \[2018\]](#)).

La densidad electrónica se calcula con la Ec.(1.4) y se obtiene $n_e = 4365 \text{cm}^{-3}$. Con esta n_e y la Ec.(1.12) se obtiene que el tiempo de recombinación es $t_{rec} \approx 28$ años.

El hecho de que no se haya detectado esta componente en la Banda Q puede ser debido a que la componente esté resuelta. Su índice espectral plano indica que la componente presenta emisión ópticamente delgada, con los datos disponibles se calculó la tasa de fotones ionizantes, la cual corresponde a una estrella tipo B7 que produce una posible región HII, bajo esta suposición, su tiempo de recombinación es de 28 años. Por su tamaño angular de ~ 0.015 pc (3000 AU) y su densidad de $\sim 4 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ la componente puede ser una región UC HII.

3.3. Componente C

■ Índice espectral α

La componentes C no fue detectada en ninguna banda, sin embargo, también se considera $S_\nu \approx 3\sigma$, como una cota superior, para comparar con los datos de [Rosero et al. \[2016\]](#). El rms en la banda K tiene un valor $\sigma = 9.8 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ y en la banda Q tiene un valor $\sigma = 23.7 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ (ver Tabla 2.3). El ajuste del índice espectral se muestra en las Fig. 3.7, en la Tabla 3.13 se encuentran los valores usados. El ajuste dio un índice espectral de $\alpha = 0.06 \pm 0.2$, esto coincide dentro de las incertidumbres con el valor $\alpha = 0.1 \pm 0.2$ reportado por [Rosero et al. \[2016\]](#).

■ Región HII hipotética

El ajuste del índice espectral de la componente C sugiere emisión ópticamente delgada, si suponemos que es una región HII podemos calcular la densidad electrónica con los datos de [Rosero et al. \[2016\]](#) y con la Ec.(1.4), se obtiene $n_e = 4144 \text{ cm}^{-3}$. Con esta n_e y la Ec.(1.12) se obtiene que el tiempo de recombinación es $t_{rec} \approx 30$ años. La tasa de fotones ionizantes se calcula con la Ec.(1.6) y se obtiene $\dot{N}_i = 2.3 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$. Esta \dot{N}_i podría ser producida por una estrella tipo B8-9 (ver [Ramachandran et al. \[2018\]](#)).

	ν [GHz]	$\log(\nu$ [GHz])	S_ν [μJy]	$\log(S_\nu$ [μJy])
Rosero	4.9	0.690	52 ± 5	1.716
	7.4	0.869	29 ± 3	1.462
	20.9	1.320	49 ± 5	1.690
	25.5	1.407	< 30 *	< 1.477
09-jul-2016	21.83	1.339	< 29 *	< 1.462
20-sep-2016	44.42	1.647	< 71 *	< 1.851
$\alpha = 0.06 \pm 0.2$				

Tabla 3.13: Datos de [Rosero et al. \[2016\]](#), nuestros datos de Banda K (09-jul) y Banda Q (20-sep), y α del ajuste para la componente C. El índice espectral obtenido ($\alpha = 0.06 \pm 0.2$) es un límite superior.

*La fuente no fue detectada por lo que se consideró $S_\nu = 3\sigma$ como límite superior

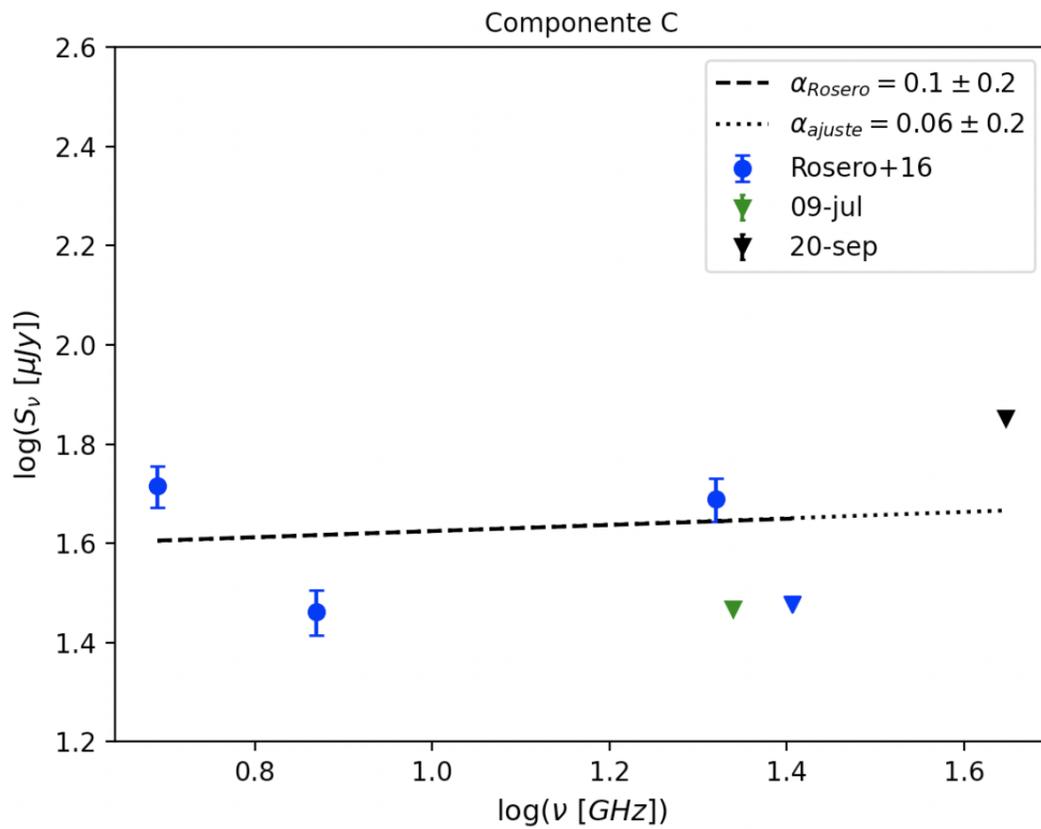


Figura 3.7: Densidad de flujo como función de la frecuencia para la componente C. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 9 de julio y 20 de septiembre son un límite superior considerando $S_\nu = 3\sigma$.

3.4. Componente D

■ Índice espectral α

La componentes D no fue detectada en ninguna banda, sin embargo, también se considera $S_\nu \approx 3\sigma$, como una cota superior, para comparar con los datos de Rosero et al. [2016]. El rms en la banda K tiene un valor $\sigma = 9.8 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ y en la banda Q tiene un valor $\sigma = 23.7 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ (ver Tabla 2.3). El ajuste del índice espectral se muestra en las Fig. 3.8, en la Tabla 3.14 se encuentran los valores usados. El ajuste dio un índice espectral de $\alpha = 0.02 \pm 0.2$, mientras que Rosero et al. [2016] había reportado $\alpha < -0.1$.

■ Región HII hipotética

El ajuste del índice espectral de la componente D sugiere emisión ópticamente delgada, si suponemos que es una región HII podemos calcular la densidad electrónica con los datos de Rosero et al. [2016] y con la Ec.(1.4), se obtiene $n_e = 2394 \text{ cm}^{-3}$. Con esta n_e y la Ec.(1.12) se obtiene que el tiempo de recombinación es $t_{rec} \approx 30$ años. La tasa de fotones ionizantes se calcula con la Ec.(1.6) y se obtiene $\dot{N}_i = 1.6 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$. Esta \dot{N}_i podría ser producida por una estrella tipo B8-9 (ver Ramachandran et al. [2018]).

	ν [GHz]	$\log(\nu$ [GHz])	S_ν [μJy]	$\log(S_\nu$ [μJy])
Rosero	4.9	0.690	33 ± 3	1.519
	7.4	0.869	39 ± 4	1.591
	20.9	1.320	< 27 *	< 1.431
	25.5	1.407	< 30 *	< 1.477
09-jul-2016	21.83	1.339	< 29 *	1.462
20-sep-2016	44.42	1.647	< 71 *	1.851
$\alpha = 0.02 \pm 0.2$				

Tabla 3.14: Datos de Rosero et al. [2016], nuestros datos de Banda K (09-jul-2016) y Banda Q (20-sep-2016), y α del ajuste para la componente D. El índice espectral obtenido ($\alpha = 0.02 \pm 0.2$) es un límite superior.

*La fuente no fue detectada por lo que se consideró $S_\nu = 3\sigma$ como límite superior

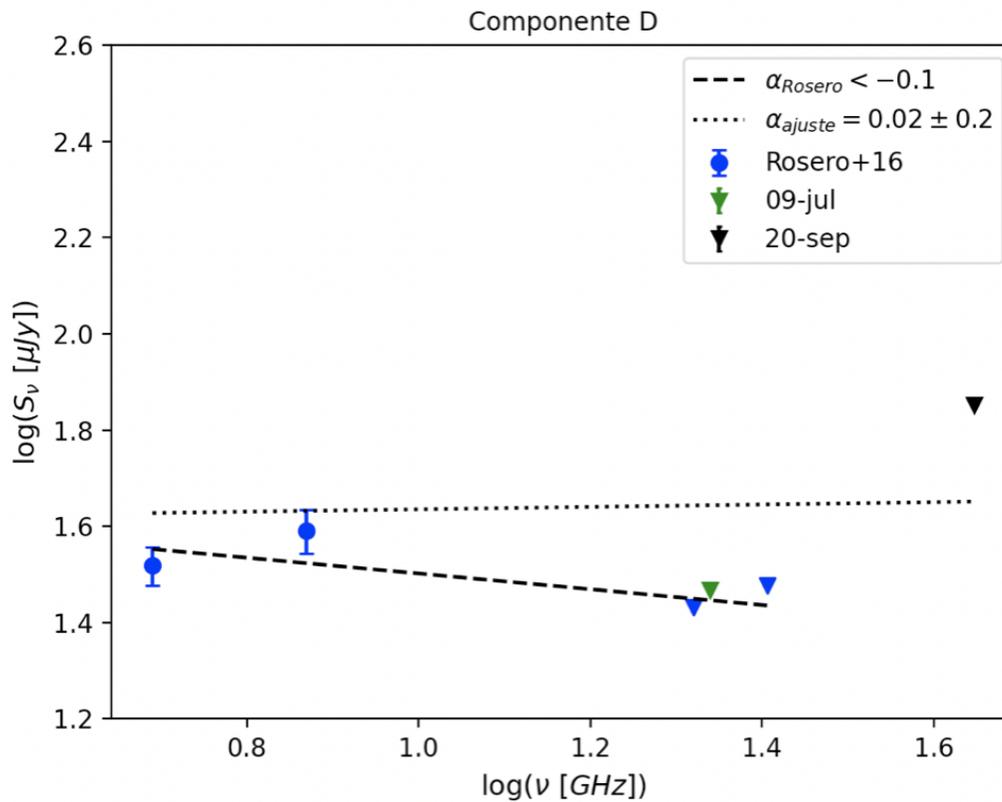


Figura 3.8: Densidad de flujo como función de la frecuencia para componente D. Las barras de error tienen una incertidumbre del 10% supuesta de la densidad de flujo. Los datos del 9 de julio y 20 de septiembre son un límite superior considerando $S_\nu = 3\sigma$.

Discusión y conclusiones

En este trabajo se estudió la emisión de continuo de la región de formación de estrellas masivas IRAS 18566+0408 en la Banda K y Banda Q, en las configuraciones B y C del VLA. Con los datos disponibles se hizo un análisis de las componentes A, B, C y D.

Para la componente B, el índice espectral calculado ($\alpha = 0.70 \pm 0.05$) y la dependencia de su tamaño angular con la frecuencia ($\Theta_{may} \propto \nu^{-0.5 \pm 0.1}$) sugieren la presencia de un jet térmico. El hecho de que el punto en la Banda Q esté muy por debajo del ajuste sugiere que la fuente está resuelta (Fig. 3.2). Si suponemos que la fuente central de la componente B es una estrella tipo B5, la tasa de pérdida de masa ionizada del *jet* es de $\dot{M}_{ion} = 2.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, este valor concuerda con lo esperado para los objetos de alta masa. Se obtiene que el radio de inyección del *jet* es de $r_0 \approx 40$ AU, este valor concuerda con los valores típicos para los jets térmicos (ver Tabla 1 de [Anglada et al. \[2018\]](#)). El máser de agua detectado en los datos del 9 de julio de 2016 coincide dentro de las incertidumbres de posición que ya se habían reportado en 2002. El hecho de que detectamos emisión sobre tres canales podría indicar la presencia de un nuevo máser o simplemente el efecto Gibbs en los datos actuales. No hay manera de conocer las propiedades de la emisión con los datos disponibles.

Para la componente A, el índice espectral calculado ($\alpha = 0.12 \pm 0.02$) indica que la componente presenta emisión ópticamente delgada. Esta componente es una posible región UC HII producida por una estrella tipo B5. El hecho de que no se haya detectado en la Banda Q podría ser debido a que la fuente ya está resultando.

Las componentes C y D no fueron detectadas en las observaciones de 2016. Los ajustes de los índices espectrales indican que estas componentes presentan emisión ópticamente delgada. Si suponemos que son regiones HII, su fuente central sería una estrella tipo B8-9, con tiempo de recombinación de ~ 30 años. Este tiempo es más grande que el que hay entre las observaciones reportadas por [Rosero et al. \[2016\]](#) y nuestros datos. Entonces, el que no se hayan detectado no se debe a la recombinación. Una posible solución es que exista variabilidad en la emisión en periodos de tiempo cortos. Se cree que la acreción y los *outflows* están correlacionados, se espera que las variaciones en la emisión del continuo de radio y en las emisiones del infrarrojo compacto y del continuo milimétrico presenten algún grado de correlación temporal ([Anglada et al. \[2018\]](#)). Para comprobar o refutar esta idea se podría hacer un estudio multi-época de estas componentes con nuevas observaciones.

Este estudio de la región de formación de estrellas masivas IRAS 18566+0408 brinda nueva información sobre las componentes A, B, C y D con los datos disponibles de 2016. Estos datos sugieren que la región tiene la presencia de un *jet* térmico (Componente B), una posible región HII (Componente A) y que además podría existir variabilidad en la emisión de radio continuo.

Referencias

- A. A. Al-Marzouk, E. D. Araya, P. Hofner, S. Kurtz, H. Linz, & L. Olmi. Discovery of 6.035 GHz hydroxyl maser flares in IRAS 18566+0408. *ApJ*, 750(2):170, Apr 2012. doi: 10.1088/0004-637X/750/2/170. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/750/2/170>. 18
- W.J. Altenhoff, P.G. Mezger, H. Wendker, & G. Westerhout. . *Veroff. Sternwarte Bonn*, 59:48, 1960. 8
- G. Anglada, L.F. Rodriguez, & C. Carrasco-Gonzalez. Radio jets from young stellar objects. *Astron Astrophys Rev*, 26, Jun 2018. doi: 10.1007/s00159-018-0107-z. 5, 6, 9, 55, 56
- E. Araya, P. Hofner, M. Sewilo, M. Goss, H. Linz, S. Kurtz, L. Olmi, E. Churchwell, L.F. Rodriguez, & G. Garay. An H₂CO 6 cm Maser Pinpointing a Possible Circumstellar Torus in IRAS 18566+0408. *ApJ*, 669:1050–1057, Nov 2007. 1, 15, 17, 18
- E. Araya, P. Hofner, M. Goss, S. Kurtz, M.S. Richards, Linz H., L. Olmi, & M. Sewilo. Quasi-periodic Formaldehyde Maser Flares in the Massive Protostellar Object IRAS 18566+0408. *ApJ*, 717:L133–L137, Jul 2010. doi: 10.1088/2041-8205/717/2/L133.
- J. Bally. Protostellar Outflows. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 54:491–528, 2016. doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023341.
- M.T. Beltrán, R. Estalella, G. Anglada, L.F. Rodríguez, & J.M. Torrelles. Radio spectral indices of the powering sources of outflows. *The Astronomical Journal*, 121(3):1556, mar 2001. doi: 10.1086/319394. URL <https://dx.doi.org/10.1086/319394>.
- H. Beuther, A. Walsh, P. Schilke, T.H. Sridharan, K.M. Menten, & F. Wyrowski. CH₃OH and H₂O masers in high-mass star-forming regions. *A&A*, 390:289–298, may 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020710.

- C. Carrasco-González, L.F. Rodríguez, G. Anglada, J. Martí, J.M Torrelles, & M. Osorio. A magnetized jet from a massive protostar. *Science*, 330(6008):1209–1212, 2010. doi: 10.1126/science.1195589. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1195589>.
- Ed Churchwell. Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation. *ARA&A*, 40:27–62, January 2002. doi: 10.1146/annurev.astro.40.060401.093845.
- F. De Colle, A.H. Cerqueira, & A. Riera. Transverse Velocity Shifts in Protostellar Jets: Rotation or Velocity Asymmetries?. , 832, Nov 2016. doi: 10.3847/0004-637X/832/2/152.
- Guido Garay, Kate J. Brooks, Diego Mardones, & Ray P. Norris. A triple radio continuum source associated with iras 16547-4247: A collimated stellar wind emanating from a massive protostar. *The Astrophysical Journal*, 587(2):739, apr 2003. doi: 10.1086/368310. URL <https://dx.doi.org/10.1086/368310>.
- P. Hofner, R. Cesaroni, S. Kurtz, V. Rosero, C. Anderson, R. S. Furuya, E. D. Araya, & S. Molinari. High-resolution observations of the massive protostar in iras 18566+0408. *ApJ*, 843(2):99, Jul 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa7459. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa7459>.
- S. Kurtz, R. Cesaroni, E. Churchwell, P. Hofner, & C. M. Walmsley. Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation. In V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, editors, *Protostars and Planets IV*, pages 299–326, May 2000.
- M. Livio. Gamma Ray Bursts 2010. *AIP Conference Proceedings*, 1358:329–333, Aug 2011. doi: 10.1063/1.3621799.
- Susana Lizano, Carl Heiles, Luis F. Rodriguez, Bon-Chul Koo, Frank H. Shu, T. Hasegawa, S. Hayashi, & I. F. Mirabel. Neutral Stellar Winds That Drive Bipolar Outflows in Low-Mass Protostars. *ApJ*, 328:763, May 1988. doi: 10.1086/166335.
- V. Minier, J.E. Conway, & R.S. Booth. VLBI Observations of 6.7 and 12.2 GHz Methanol Masers toward High Mass Star-Forming Regions. II. Tracing Massive Protostars. *A&A*, 369: 278–290, Jan 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010124.
- F.M Olon. Thermal bremsstrahlung radiospectra for inhomogeneous objects, with an application to MWC 349. *A&A*, 39:217–223, Mar 1975.

- M. Osorio, A.K Díaz-Rodríguez, G. Anglada, S.T. Megeath, L.F. Rodríguez, J.J. Tobin, A.M. Stutz, E. Furlan, W.J. Fischer, P. Manoj, J.F. Gómez, B. González-García, T. Stanke, D.M. Watson, Loinard, L.R. Vavrek, & C. Carrasco-González. Star Formation Under the Outflow: The Discovery of a Non-thermal Jet from OMC-2 FIR 3 and Its Relationship to the Deeply Embedded FIR 4 Protostar. *ApJ*, 840:36, May 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa6975.
- A. Palau, L. A. Zapata, L. F. Rodríguez, H. Bouy, D. Barrado, M. Morales-Calderón, P. C. Myers, N. Chapman, C. Juárez, & D. Li. IC 348-SMM2E: a Class 0 proto-brown dwarf candidate forming as a scaled-down version of low-mass stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444(1):833–845, 08 2014. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/stu1461. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stu1461>.
- A. Raga, J. Cantó, N. Calvet, L.F. Rodriguez, & J.M. Torrelles. A unified stellar jet/molecular outflow model. *A&A*, 276:539–538, Sep 1993.
- V. Ramachandran, W. R. Hamann, R. Hainich, L. M. Oskinova, T. Shenar, A. A. C. Sander, H. Todt, & J. S. Gallagher. Stellar population of the superbubble N 206 in the LMC. II. Parameters of the OB and WR stars, and the total massive star feedback. *A&A*, 615:A40, July 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201832816.
- S.P. Reynolds. Continuum spectra of collimated, ionized stellar winds. *The Astrophysical Journal*, 304:713, may 1986. doi: 10.1086/164209.
- L.F Rodriguez, G. Garay, S. Curiel, S. Ramirez, J.M. Torrelles, Y. Gomez, & A. Velazquez. Cepheus A HW2: A Powerful Thermal Radio Jet. *ApJ*, 430:L65, Jul 1994. doi: 10.1086/187439.
- Adriana R. Rodríguez-Kamenetzky, Carlos Carrasco-González, Luis F. Rodríguez, Tom P. Ray, Alberto Sanna, Luca Moscadelli, Melvin Hoare, Roberto Galván-Madrid, Hsien Shang, Susana Lizano, Jochen Eislöffel, Jeremy Lim, José M. Torrelles, Paul Ho, & Anton Feeney-Johansson. Resolving the Collimation Zone of an Intermediate-mass Protostellar Jet. *ApJ*, 931(2):L26, June 2022. doi: 10.3847/2041-8213/ac6fd1.
- Rodríguez, L. F., González, R. F., Raga, A. C., Cantó, J., Riera, A., Loinard, L., Dzib, S. A., & Zapata, L. A. Radio continuum emission from knots in the DG Tauri jet. *A&A*, 537:A123, Jan 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201117991.

- V. Rosero, P. Hofner, M. Claussen, S. Kurtz, R. Cesaroni, E.D. Araya, C. Carrasco-Gonzalez, L.F. Rodriguez, K.M. Menten, & F. Wyrowski. Weak and compact radio emission in early high-mass star-forming regions. I. VLA Observations. *ApJ*, 227:25, Dec 2016. doi: 10.3847/1538-4365/227/2/25.
- F.H. Shu, S.P. Ruden, C.J. Lada, & S. Lizano. Star Formation and the Nature of Bipolar Outflows. *Astrophysical Journal Letters*, 370:31–34, Mar 1991. doi: 10.1086/185970.
- A. Silva, Q. Zhang, P. Sanhueza, X. Lu, M. T. Beltran, C. Fallscheer, H. Beuther, T. K. Sridharan, & R. Cesaroni. Sma observations of the hot molecular core iras 18566+0408. *ApJ*, 847(2):87, Sep 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa88c6. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa88c6>.
- T.K. Sridharan, H. Beuther, P. Schilke, K.M. Menten, & F. Wyrowski. High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results. *ApJ*, 566:931, Feb 2002. doi: 10.1086/338332.
- Q. Zhang, T.R. Sridharan, Y. Chen, H. Beuther, & F. Wyrowski. A jet-like outflow toward the high-mass (proto) stellar object IRAS 18566+0408. *A&A*, 470:269–279, Apr 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077094.