



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio con el SMA de la región de
formación estelar DR 21

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Física

PRESENTA:

Mónica Pamela Colunga Serralde

TUTOR: Dr. Luis A. Zapata González

2015

Ciudad Universitaria, D. F.





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice general

Agradecimientos	IX
Resumen	XI
1. Radiación Electromagnética	1
1.1. Ondas	1
1.1.1. Ondas Electromagnéticas	4
1.2. Las Ecuaciones de Maxwell	5
2. Radioastronomía	13
2.1. Ventana Atmosférica	13
3. Interferometría	15
3.1. Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría radioastronómica	15
3.2. Formación de imágenes a partir de datos interferométricos	17
3.3. Limpiando un mapa	22
3.4. Autocalibración: Corrigiendo la Corrupción de fase	22
4. The Submillimeter Array	25
4.1. Configuraciones del SMA	26
5. Formación estelar masiva	29
5.1. Introducción	29
5.2. Etapas principales de la formación estelar masiva	30
5.2.1. Nubes oscuras infrarrojas	30
5.2.2. Núcleos calientes	30
5.2.3. Regiones HII	32
5.3. Construyendo una estrella masiva	35
5.3.1. Tamaño de regiones HII - Radio de Strömgren	37
5.4. Flujos bipolares	39

Índice general

6. Región DR21	43
7. Observaciones y Resultados	47
7.1. Introducción	47
7.2. Observaciones	48
7.3. Resultados y discusión	49
7.4. Conclusiones	54
8. Bibliografía	57

Índice de figuras

1.1. Representación de una onda a través del tiempo.	1
1.2. Representación de una onda electromagnética.	4
2.1. Transparencia relativa de la atmósfera terrestre en función de la longitud de onda.	13
3.1. Diagrama simplificado del funcionamiento de un interferómetro de dos elementos.	16
3.2. Un punto cualquiera en la fuente queda definido respecto al punto de referencia de fase mediante el vector $d\vec{s} = (x, y)$. Las variables (u, v) son las proyecciones del vector de la línea de base, \vec{B} , en el plano (x, y)	20
3.3. A la izquierda: el Very Large Array; a la derecha: la cobertura del plano (u, v) a 3.9 GHz para una observación instantánea usando una configuración A del VLA.	21
4.1. Las 8 antenas del <i>Submillimeter Array</i> (SMA) en Mauna Kea, Hawaii.	25
4.2. Triángulo de Reuleaux.	27
4.3. Las antenas del SMA están usualmente acomodadas en una de estas cuatro configuraciones.	28
5.1. Imagen de un núcleo infrarrojo oscuro. Los contornos muestran emisión a $850\mu\text{m}$. Nota el área negra en la emisión $8-\mu\text{m}$	31
5.2. La Nebulosa de la Quilla es una región HII que forma parte de la Nebulosa de Carina NGC (3372) que es un complejo que se encuentra a unos 2.2 kpc de distancia.	32
5.3. En este esquema de una gran nube molecular vemos cómo un subgrupo de estrellas OB en formación excita a una región HII compacta y luego la región HII se expande debido a su presión interna y finalmente ésta sale de la gran nube molecular.	34
5.4. Imágenes del Telescopio Espacial Hubble de estrellas jóvenes y sus chorros.	40

5.5.	Esquema que muestra cómo la rotación del núcleo de la nube provoca la torsión de las líneas del campo magnético. Esta torsión de las líneas de campo magnético puede disipar el exceso de momento angular.	40
6.1.	Izquierda: Región DR21 y W75N en la banda H ₂ (2.122- μ m) Derecha: Imagen compuesta de la región DR21 por observaciones en las bandas J (azul), K (verde) y H ₂ (rojo). Las estrellas embebidas o de fondo aparecen en color amarillo; el asterisco señala la región HII DR21 y el triángulo señala la región HII más alejada DR21 D; la cruz indica la ubicación de la agrupación DR21 (OH) de agua, metanol y un máser OH.	43
6.2.	Imagen de DR21/W75 con la WFCAM H ₂ , superponiendo contornos de emisión 850- μ m. Los contornos son 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8 y 16 Jy beam ⁻¹ (el tamaño del haz es de 14 segundos de arco a 850 μ m). La extensión del mapa de SCUBA está marcado con líneas discontinuas.	44
6.3.	Observaciones en las líneas ¹³ CO (2→1), HCO ⁺ (1→0) (Schneider et al. 2008) y la de 1.2 mm (Motte et al. 2007) de la región DR21 y DR21 (OH). Los triángulos son fuentes en el continuo.	45
6.4.	Imágenes superpuestas de la cámara IRAC del telescopio espacial Spitzer a 3.6 μ m, 4.5 μ m y 8.0 μ m revelan la complejidad de la región DR21.	46
7.1.	Núcleo de la región DR21, imagen del VLA a 5 GHz (escala de grises) superpuesta a una imagen del continuo del SMA a 230 GHz (contornos negros). Las elipses verdes con una cruz en el medio señalan las posiciones de las cuatro fuentes de radio reportadas en Harris (1973). Las cruces negras y marrón representan las posiciones de los máseres de CH ₃ OH y H ₂ O, respectivamente, reportados en Genzel y Downes (1977); Plambeck y Menten (1990). Los cuadrados azules muestran las posiciones de las fuentes infrarrojas de Spitzer-IRAC reportadas en Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007). La cruz de color rosa representa el pico de la fuente de SCUBA a 850 μ m reportada en Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007). El círculo rojo representa el centro del explosivo flujo molecular en DR21 reportado en Zapata et al. (2013).	49

7.2. Figura superior: Imagen del continuo a 230 GHz (escala en grises y contornos en negro) obtenida de las observaciones en las tres configuraciones del SMA (extendida+compacta+subcompacta) sobrepuesta a la imagen en continuo a 230 GHz (ver la figura 7.1 contornos rojos), usando únicamente la configuración extendida (filtrando la emisión más compacta). Las fuentes compactas en contornos rojos son presentadas por primera vez en este trabajo. Figura inferior: Es la misma que la superior pero los contornos azules representan la emisión del continuo del SMA a 275 GHz. Los símbolos representan la posición de los objetos descritos en la Figura 7.1. 51

7.3. Imagen del infrarrojo/radio sobrepuesta a la imagen de emisión continua del VLA a 5 GHz (contornos y escala de verde). En la imagen infrarrojo/radio compuesta a color, el rojo representa el H₂, el verde a VLA 5 GHz, el azul muestra emisiones de HERSCHEL PACS 70 μm. Los símbolos representan la posición de los objetos descritos en la Figura 7.1. La posición de la fuente infrarroja llamada IRS4 es de Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007). . . . 52

Índice de cuadros

7.1. Parámetros de las observaciones del SMA	48
7.2. Parámetros de las fuentes compactas del SMA observadas en el milimétrico	50

Agradecimientos

A mis padres, por todo su amor y su incondicional apoyo siempre, sin importar la locura que haga, toda la vida han estado a mi lado apoyándome y gracias a todo ese apoyo he hecho de todo.

A mi hermana, por estar siempre a mi lado, por siempre apoyarme, quererme y molestarme. Las cosas no serían tan divertidas sin ella.

A mi esposo Shuito, por toda su paciencia y comprensión durante este tiempo, se que ha sido difícil por la distancia. Gracias por todo el esfuerzo para poder estar cerca de mí, pero sobre todo, muchas gracias por todo tu amor.

A mi asesor Luis, por todo su apoyo, tiempo y paciencia. Gracias a él concluí esta bonita tesis.

A Irene, por todos estos años de estarme apoyando y estarme jalando para concluir mi carrera. Por todas sus asesorías, su tiempo y sobre todo por haber confiado en mí.

Al apoyo del SNI.

Y finalmente, gracias a mis sinodales Stan, Ary y José Luis por su interés en revisar esta tesis y todos y cada uno de valiosos comentarios y observaciones.

Resumen

En el estudio de la formación estelar masiva se ha observado una estrecha relación entre las regiones HII y las fuentes energéticas, que generalmente son estrellas jóvenes masivas capaces de ionizar sus alrededores. Una famosa región de este tipo es DR21, donde se observa claramente la región HII, pero al buscar las fuentes que deberían alimentar la región no se han encontrado indicios de alguna estrella con suficiente energía para hacerlo. ¿Puede haber algún otro fenómeno capaz de formar una región HII que no sean las estrellas masivas? Zapata et al. (2013) estudió en el submilimétrico la cinemática de las eyecciones de la región DR21 y observó que ahí ocurrió un evento explosivo. En este trabajo se hicieron nuevas observaciones para investigar la relación entre este evento explosivo y la región gigante HII de DR21.

En los primeros capítulos hablamos sobre las herramientas necesarias para poder hacer un estudio de radioastronomía en la formación estelar masiva, y a partir del Capítulo 8 desarrollamos nuestro problema a detalle.

1 Radiación Electromagnética

1.1. Ondas

El movimiento ondulatorio puede considerarse como un transporte de energía y de cantidad de movimiento desde un punto del espacio a otro, sin transporte de materia. Podemos distinguir dos tipos básicos de ondas: ondas *mecánicas* y *electromagnéticas*. En las *ondas mecánicas* (ondas en el agua, una cuerda, etc.) la energía y la cantidad de movimiento se transportan mediante una perturbación del medio, la perturbación se propaga debido a las propiedades elásticas del mismo. Las *ondas electromagnéticas* por otro lado se deben fundamentalmente a vibraciones de campos eléctricos y magnéticos.

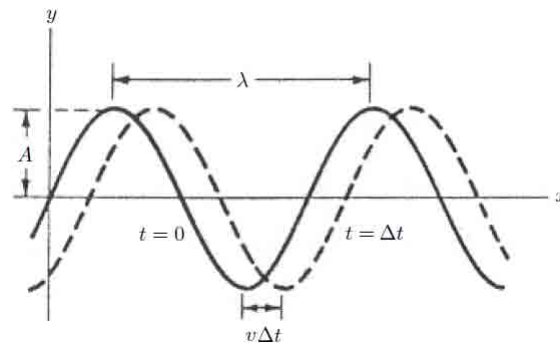


Figura 1.1 Representación de una onda a través del tiempo.

El tratamiento matemático de las ondas está basado principalmente en la función de onda para una onda armónica. Por ejemplo, una onda armónica la podemos describir mediante una función *seno* en cualquier instante particular. En la Figura 1.1 vemos una onda en dos tiempos diferentes, la curva continua es la onda en el instante $t = 0$, mientras que la curva punteada representa la onda después de un breve tiempo Δt .

En el tiempo $t = 0$, tenemos $y = A \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}x\right]$, donde la amplitud A es el desplazamiento máximo de cualquier elemento de la onda desde su posición de equilibrio en $y = 0$ y la

1 Radiación Electromagnética

longitud de onda λ es la distancia en la que se vuelve a repetir la onda, o sea la distancia entre dos crestas sucesivas. Si la onda se mueve hacia la derecha con velocidad v , su ecuación será:

$$y(x, t) = A \operatorname{sen} \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - vt) \right], \quad (1.1)$$

donde el argumento de la función *seno* es la fase de la onda $[\frac{2\pi}{\lambda}(x - vt)]$.

El periodo T es el tiempo necesario para que un elemento cualquiera de la onda complete una oscilación y también el tiempo necesario para que un nuevo desplazamiento particular de la onda se mueva una distancia igual a una longitud de onda. Esto significa que la onda se mueve una distancia λ en un tiempo T , su velocidad es entonces: $v = \lambda/T$. Los parámetros con los que usualmente se describen las ondas son: frecuencia $f = 1/T$, frecuencia angular $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$ y número de onda $k = 2\pi/\lambda$.

Entonces ahora podemos escribir la ecuación de onda (1.1) como:

$$y(x, t) = A \operatorname{sen} [kx - kv t] = A \operatorname{sen} \left[kx - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{T} t \right] = A \operatorname{sen} [kx - \omega t]. \quad (1.2)$$

Estudiando las derivadas de la función de onda para una onda armónica, vamos a ver una ecuación diferencial que llamamos ecuación de onda. La expresión matemática para una onda armónica es entonces:

$$y(x, t) = A \operatorname{sen} [kx - \omega t], \quad (1.3)$$

derivando respecto a t nos queda:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} A \operatorname{sen} [kx - \omega t] = -A\omega \cos(kx - \omega t),$$

volvemos a derivar respecto a t , entonces:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial y}{\partial t} \right] = \frac{\partial}{\partial t} [-A\omega \cos(kx - \omega t)] = -A\omega^2 \operatorname{sen}(kx - \omega t),$$

ahora, sustituyendo la ecuación (1.3) tenemos:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\omega^2 y(x, t). \quad (1.4)$$

Además sabemos que:

$$v = \frac{\lambda}{T} = \frac{2\pi/k}{2\pi/\omega} = \frac{\omega}{k} \Rightarrow \omega = vk, \quad (1.5)$$

sustituyendo lo anterior en la ecuación (1.4) tenemos:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -v^2 k^2 y(x, t). \quad (1.6)$$

Como segundo paso para encontrar la ecuación de onda derivamos la función (1.2) con respecto a la variable x :

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} A \operatorname{sen}(kx - \omega t) = Ak \cos(kx - \omega t),$$

volvemos a derivar respecto a x , entonces:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial y}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial x} [Ak \cos(kx - \omega t)] = -Ak^2 \operatorname{sen}(kx - \omega t),$$

ahora, sustituyendo la ecuación (1.3) tenemos:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -k^2 y(x, t). \quad (1.7)$$

De las dos expresiones (1.6) y (1.7) despejamos el valor de la función $y(x, t)$, entonces nos queda:

$$y(x, t) = -\frac{1}{v^2 k^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2},$$

$$y(x, t) = -\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2},$$

1 Radiación Electromagnética

igualando ambas expresiones:

$$-\frac{1}{v^2 k^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2},$$

simplificando nos queda:

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}.$$

Esta ecuación diferencial recibe el nombre de *Ecuación de Onda*. Puesto que hemos llegado a esta ecuación a partir de las derivadas de una función armónica podemos decir que la función de onda correspondiente a una onda armónica es solución de la ecuación de onda. Es decir, si encontramos un sistema que cumple la ecuación de onda, debemos esperar la existencia de ondas en dicho sistema. Podemos generalizar la ecuación de onda escribiendo:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (1.8)$$

donde ψ es la magnitud física que *ondea* y v es la velocidad de la onda.

1.1.1. Ondas Electromagnéticas

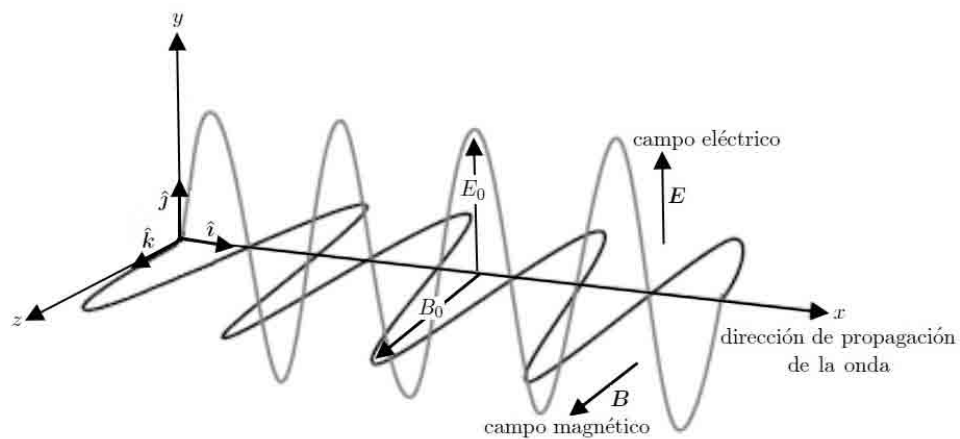


Figura 1.2 Representación de una onda electromagnética.

Las ondas electromagnéticas (Figura 1.2) se generan por vibraciones de campos eléctricos \mathbf{E} y campos magnéticos \mathbf{B} . No necesitan medio material de propagación. El campo magnético y el campo eléctrico son perpendiculares entre sí y a su vez perpendiculares a la dirección de propagación (x). Se propagan a la velocidad de la luz en el vacío.

1.2. Las Ecuaciones de Maxwell

Maxwell reunió en un conjunto de ecuaciones (conocidas como ecuaciones de Maxwell), el trabajo de resultados experimentales durante muchos años de gente como Coulomb, Gauss, Ampere, Faraday entre otros. En 1864 publicó un artículo titulado *Teoría Dinámica del Campo Electromagnético* en el que presentó las célebres ecuaciones que unificaban los campos eléctricos y magnéticos, y demostró que estas ecuaciones predecían la existencia de ondas de los campos eléctrico y magnéticos, *ondas electromagnéticas*. Maxwell identificó estas ondas electromagnéticas con la luz y por lo tanto, sus ecuaciones no sólo unificaban los campos eléctricos y magnéticos, sino también los fenómenos ópticos. En la actualidad, sabemos que la luz visible es realmente un tipo de onda electromagnética, otros ejemplos son las ondas de radiofrecuencia, las microondas, los rayos X, etc.

Las relaciones matemáticas entre los campos eléctrico y magnético desarrolladas por Maxwell proporcionan una base teórica completa para el tratamiento de todos los fenómenos electromagnéticos. Las ecuaciones de Maxwell son las siguientes:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{Ley de Gauss para la electricidad.} \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{Ley de Gauss para el magnetismo.} \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Ley de Faraday para la inducción.} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{Ley de Ampere-Maxwell.} \quad (1.12)$$

Donde ρ es la densidad de carga, \mathbf{J} es la densidad de corriente, ϵ_0 es la permitividad del vacío $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$ [Coulomb/Newton·metro], μ_0 es la permeabilidad del vacío $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ TmA}^{-1}$ [Tesla·metro/Amperio].

1 Radiación Electromagnética

La velocidad de la luz c equivale en el vacío a: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \approx 3 \times 10^{10} \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, una manera más general de la velocidad de propagación es:

$$\Rightarrow c^2 = \frac{1}{\mu_0\epsilon_0}. \quad (1.13)$$

Nabla (∇) es un operador diferencial vectorial que en coordenadas cartesianas tridimensionales se puede escribir como:

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}, \quad (1.14)$$

siendo $\hat{\mathbf{i}}$, $\hat{\mathbf{j}}$ y $\hat{\mathbf{k}}$ los vectores unitarios en las direcciones de los ejes coordenados, ver Figura 1.2. Si consideramos las ecuaciones de Maxwell (ecuaciones 1.9, 1.10, 1.11, 1.12) en el vacío, esto es $\rho = 0$ y $\mathbf{J} = 0$, entonces tenemos:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (1.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.16)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.18)$$

De la Figura 1.2 vemos que las magnitudes del campo eléctrico y del campo magnético son respectivamente:

$$\mathbf{E}(x, t) = (0, E, 0), \quad (1.19)$$

y

$$\mathbf{B}(x, t) = (0, 0, B). \quad (1.20)$$

A continuación demostraremos que las ecuaciones de Maxwell unifican los campos eléctricos y magnéticos. Calcularemos cada una de dichas ecuaciones. Empecemos con la primera ecuación de Maxwell, la ecuación (1.15). Sustituyendo las ecuaciones (1.14) y (1.19) entonces tenemos:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (0, E, 0) = \left(0, \frac{\partial E}{\partial y}, 0 \right) = \frac{\partial E}{\partial y}, \quad (1.21)$$

ahora calculemos de forma similar la ecuación (1.16):

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (0, 0, B) = \left(0, 0, \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (1.22)$$

ahora calculamos el lado izquierdo de la ecuación (1.17):

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}(x, t) &= \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & E & 0 \end{vmatrix} \\ &= \left[\frac{\partial}{\partial y} \cdot 0 - \frac{\partial}{\partial z} \cdot E \right] \hat{i} - \left[\frac{\partial}{\partial x} \cdot 0 - \frac{\partial}{\partial z} \cdot 0 \right] \hat{j} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \cdot E - \frac{\partial}{\partial y} \cdot 0 \right] \hat{k} \\ &= \left(-\frac{\partial E}{\partial z}, 0, \frac{\partial E}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (1.23)$$

igualando esta última ecuación con el lado derecho de la ecuación (1.17) tenemos:

$$\left(-\frac{\partial E}{\partial z}, 0, \frac{\partial E}{\partial x} \right) = \left(0, 0, -\frac{\partial B}{\partial t} \right), \quad (1.24)$$

como sólo se desplaza en dirección x entonces finalmente tenemos:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (1.25)$$

esto significa que la variación espacial del campo eléctrico da lugar a un campo magnético variante en el tiempo y viceversa. De forma similar calculamos la ecuación (1.18), la ley Ampere-Maxwell:

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{B}(x, t) &= \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} \\
 &= \left[\frac{\partial}{\partial y} \cdot B - \frac{\partial}{\partial z} \cdot 0 \right] \hat{i} - \left[\frac{\partial}{\partial x} \cdot B - \frac{\partial}{\partial z} \cdot 0 \right] \hat{j} + \left[\frac{\partial}{\partial x} \cdot 0 - \frac{\partial}{\partial y} \cdot 0 \right] \hat{k} \\
 &= \left(\frac{\partial B}{\partial y}, -\frac{\partial B}{\partial x}, 0 \right). \tag{1.26}
 \end{aligned}$$

Igualando esta última ecuación con el lado derecho de la ecuación (1.18) tenemos:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial y}, -\frac{\partial B}{\partial x}, 0 \right) = \mu_0 \epsilon_0 \left(0, \frac{\partial E}{\partial t}, 0 \right), \tag{1.27}$$

nuevamente como sólo depende de x y de t entonces finalmente tenemos:

$$-\frac{\partial B}{\partial x} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \tag{1.28}$$

esto significa que la variación espacial del campo magnético da lugar a un campo eléctrico variante en el tiempo y viceversa.

Ahora, buscaremos la ecuación de onda, para ello seguiremos de forma similar el método utilizado en la Sección 1.1. Tomando la derivada parcial de la ecuación (1.25) respecto de x :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial E}{\partial x} \right] &= \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial B}{\partial t} \right] \Rightarrow \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial t} \\
 &\Rightarrow \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial B}{\partial x}.
 \end{aligned}$$

sustituyendo (1.28) tenemos:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[-\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right] = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2},$$

$$\therefore \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (1.29)$$

De manera similar podemos hacer la segunda derivada para el campo magnético, sacamos la derivada parcial de (1.28) respecto de x y tenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial B}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[-\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right] \Rightarrow \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial E}{\partial x},$$

sustituyendo (1.25) tenemos:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial B}{\partial t} \right] = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2},$$

$$\therefore \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}. \quad (1.30)$$

Ambas ecuaciones (1.29) y (1.30) tienen la forma general de ecuación de onda para una onda $\psi(x, t)$ viajando en dirección x con velocidad v , como lo vimos anteriormente en la ecuación (1.8):

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}.$$

Como vimos en la Sección 1.1, vemos que la solución armónica a las ecuaciones de las ondas electromagnéticas (1.29) y (1.30) serán de la forma:

$$\mathbf{E} = E_0 \text{sen}(k_e x - \omega_e t), \quad (1.31)$$

$$\mathbf{B} = B_0 \text{sen}(k_b x - \omega_b t + \phi), \quad (1.32)$$

donde E_0 y B_0 son las amplitudes respectivamente, en un primer momento consideramos las posibilidades de que los números de onda (k_e y k_b) y las frecuencias angulares (ω_e y ω_b) sean distintas para cada campo, y que además pueda haber un desfase (ϕ) entre ambos.

Recordamos de la ecuación (1.13) que:

1 Radiación Electromagnética

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}},$$

y de (1.5) vemos que $v = \omega/k$, entonces se cumple que:

$$c = \frac{\omega_e}{k_e} = \frac{\omega_b}{k_b}. \quad (1.33)$$

Usando estas relaciones trataremos de determinar ϕ , así como la relación entre k_e y k_b y también la relación entre ω_e y ω_b .

Diferenciando la ecuación (1.31) respecto de x nos queda:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = k_e E_0 \cos(k_e x - \omega_e t), \quad (1.34)$$

ahora diferenciamos (1.32) respecto de t y tendremos:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\omega_b B_0 \cos(k_b x - \omega_b t + \phi),$$

sustituyendo (1.33) tenemos:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -k_b c B_0 \cos(k_b x - \omega_b t + \phi), \quad (1.35)$$

como ya hemos visto $\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}$ en la ecuación (1.25), ahora igualamos (1.34) y (1.35):

$$k_e E_0 \cos(k_e x - \omega_e t) = k_b c B_0 \cos(k_b x - \omega_b t + \phi). \quad (1.36)$$

Para que esta ecuación sea válida para cualquier valor de x y de t , es necesario que se cumpla que $k_e = k_b$; $\omega_e = \omega_b$ y $\phi = 2\pi n$ donde n es un número entero. Por lo tanto hacemos $k = k_e = k_b$; $\omega = \omega_e = \omega_b$; $\phi = 0$. Esto significa que los campos ondulatorios eléctrico y magnético tienen la misma longitud de onda λ (siendo $\lambda = 2\pi/k$), la misma frecuencia angular ω y además están en fase, por lo que la ecuación (1.36) queda:

$$k E_0 \cos(kx - \omega t) = k c B_0 \cos(kx - \omega t), \quad (1.37)$$

de aquí despejamos c y nos queda:

$$c = \frac{E_0}{B_0}, \quad (1.38)$$

esto significa que la velocidad, la longitud de onda, la frecuencia angular y la fase de los campos ondulatorios eléctrico y magnético son iguales, que sus amplitudes E_0 y B_0 son directamente proporcionales (siendo c el factor de proporcionalidad) y que los campos son mutuamente perpendiculares. Es decir los campos ondulatorios eléctricos y magnéticos no son identidades independientes y la existencia de uno requiere la existencia del otro. No son sino dos entidades de una onda, la *onda electromagnética*.

Podemos reescribir la solución armónica a las ecuaciones (1.31) y (1.32) de las ondas electromagnéticas como:

$$\mathbf{E} = E_0 \text{sen}(kx - \omega t), \quad (1.39)$$

$$\mathbf{B} = B_0 \text{sen}(kx - \omega t). \quad (1.40)$$

2 Radioastronomía

La radioastronomía es el estudio de la radiación en la banda de radio de fuentes cósmicas. Cubre un intervalo de frecuencias desde unos pocos MHz ($\lambda=100\text{m}$) hasta frecuencias de 300 GHz ($\lambda=1\text{mm}$), de ese modo se es capaz de extender el espectro electromagnético observable muchos órdenes de magnitud. El límite de baja frecuencia (10MHz) de la banda de radio es determinada por la opacidad de la ionósfera, mientras que el límite de alta frecuencia (300GHz) es debida a la fuerte absorción del ozono y agua en la atmósfera baja.

2.1. Ventana Atmosférica

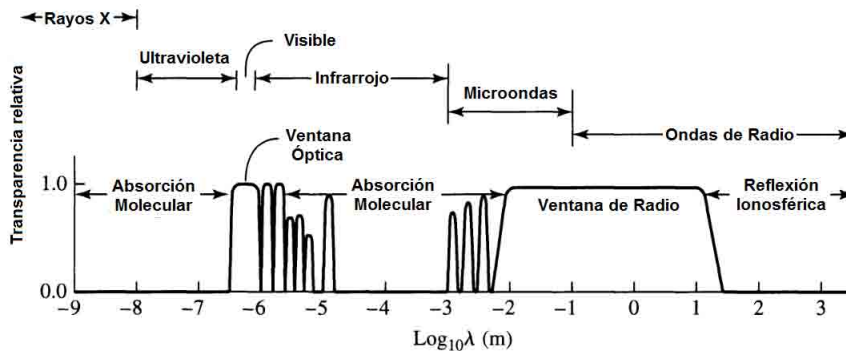


Figura 2.1 Transparencia relativa de la atmósfera terrestre en función de la longitud de onda.

La atmósfera terrestre absorbe la radiación electromagnética de ciertas longitudes de onda, en el caso de la radiación ultravioleta e infrarrojo, algunas regiones son capaces de atravesar la atmósfera muy limitadamente, otras regiones como los rayos X y rayos gamma son completamente bloqueadas. Entonces sólo hay 2 ventanas atmosféricas en las cuales es adecuada la astronomía en Tierra, éstas son la visible (a pesar de ser relativamente angosta)

2 Radioastronomía

y la de radio, ver la Figura 2.1.

En la Figura 2.1 vemos que la ventana de radio es mucho más grande que la del visible cuando se grafica en escala logarítmica de la longitud de onda. En el final de las altas frecuencias tenemos las transiciones vibracionales de las moléculas atmosféricas tales como CO_2 , O_2 y H_2O que tienen energías $E = h\nu$ comparables con aquellos fotones en mediano infrarrojo, entonces las moléculas vibrantes absorben la mayor parte de la radiación mediana infrarroja proveniente del espacio exterior. Transiciones rotacionales de menor energía de las moléculas atmosféricas definen la amplia transición entre la banda del lejano infrarrojo y el límite de la longitud de onda corta.

La radioastronomía terrestre es difícil en frecuencias de $\nu < 300\text{MHz}$ (longitudes de onda $\lambda > 1\text{m}$) por la refracción variable de la ionósfera, que es proporcional a λ^2 . Ondas de radio cósmicas que tienen frecuencias $\nu < 10\text{MHz}$ (longitudes de onda $\lambda > 30\text{m}$) usualmente son reflejadas de vuelta al espacio por la ionósfera terrestre.

Las longitudes de onda del radio son mucho más grandes que los granos de polvo de la atmósfera y como el Sol no es una fuente intensa en radio, entonces el cielo en radio siempre es negro y la mayoría de las observaciones en radio se pueden hacer de día o de noche. Aún así la atmósfera no es completamente transparente en ninguna frecuencia de radio. Los mejores lugares para hacer observaciones a altas frecuencias tienen que ser lugares muy altos y secos.

La dispersión de polvo es insignificante porque los granos de polvo interestelares son mucho más pequeños que las longitudes de onda del radio, entonces el polvoriento medio interestelar es cercanamente transparente. Esto permite a los radioastrónomos ver a través del polvoriento disco de nuestra galaxia y descubrir, por ejemplo, la fuente de radio compacta Sgr A* alimentada por un agujero negro supermasivo en el centro de la Galaxia.

La parte negativa de la radioastronomía es que por el hecho de que muchos objetos emiten radiación de radio, los radioastrónomos deben lidiar con mucho ruido de fondo por todos lados, la atmósfera, inclusive de su propio equipo de observación y de comunicaciones.

3 Interferometría

3.1. Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría radioastronómica

El obtener imágenes de objetos astronómicos en la región visible del espectro es un proceso relativamente directo. En contraste, la formación de imágenes de la emisión de radio proveniente de fuentes cósmicas se obtiene mediante las técnicas indirectas de la interferometría radioastronómica. Con el desarrollo de los métodos de limpieza y autocalibración de mapas se han alcanzado contrastes hasta de 10^6 , lo cual ha permitido estudiar estructuras muy débiles en los mapas en radio.

De manera simplificada, uno puede considerar que un radiotelescopio acepta únicamente la radiación proveniente de una región circular en el cielo con diámetro angular dado por el límite de difracción:

$$\theta \cong \frac{\lambda}{D}. \quad (3.1)$$

Donde θ es el diámetro angular en radianes de la región que el radiotelescopio “ve” (el haz), y D es el diámetro del plato metálico. En estas condiciones es muy difícil obtener información sobre los detalles de lo que hay dentro del haz. A primera aproximación, dos fuentes dentro del haz con una cierta emisión son prácticamente indistinguibles de una sola fuente con el doble de emisión. A esta incapacidad de distinguir los detalles de una región se le llama falta de resolución angular y fue el principal obstáculo en el desarrollo de la radioastronomía en sus primeros años. La solución a esta falta de resolución angular se buscó en el desarrollo de los interferómetros. En un interferómetro de dos o más radiotelescopios separados por distancias que van de kilómetros a miles de kilómetros observan la misma fuente. Las señales son combinadas, ya sea en tiempo real o bien grabadas en una cinta magnética para su posterior procesamiento. La resolución angular de un interferómetro es:

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

donde B es la separación entre las antenas.

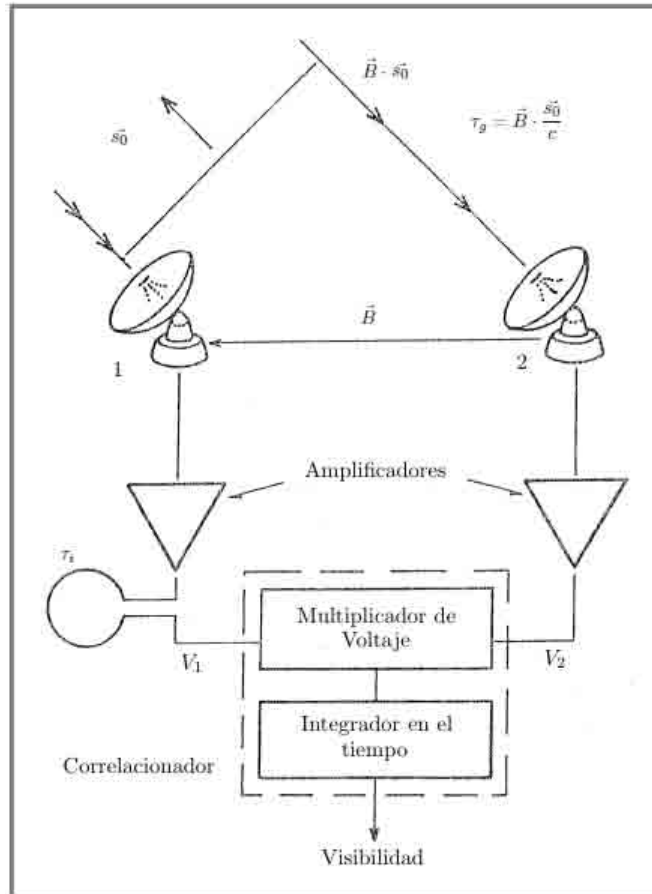


Figura 3.1 Diagrama simplificado del funcionamiento de un interferómetro de dos elementos.

En la Figura 3.1 hemos despreciado la presencia del ruido que acompaña a cualquier medición y hemos supuesto que las señales, el procesamiento y los mapas son analógicos, aún cuando en realidad son digitales. La formulación dada es válida para una fuente de radiación continua. El frente de ondas proveniente de la dirección \vec{s}_0 , es recibido por la antena 1 y, con un retraso dado por τ_g por la antena 2. Los voltajes producidos se amplifican. El voltaje de la antena 1 es retrasado instrumentalmente en un tiempo τ_i . El correlacionador multiplica y promedia las señales, obteniéndose como resultado la visibilidad.

3.2. Formación de imágenes a partir de datos interferométricos

Sea $I(\vec{s}_0, \nu)$ la intensidad en la dirección del vector unitario \vec{s}_0 a la frecuencia ν , de la fuente que emite ondas de radio. La potencia recibida por una antena con área efectiva $A(\vec{s}_0, \nu)$ en el ancho de banda $d\nu$ y proveniente del ángulo sólido $d\Omega$ es:

$$P = I(\vec{s}_0, \nu)A(\vec{s}_0, \nu)d\nu d\Omega. \quad (3.3)$$

Esta potencia electromagnética induce voltajes en las antenas (supuestas idénticas) que están dados por:

$$V_1'(t) = V_0 \cos[2\pi\nu t],$$

$$V_2'(t) = V_0 \cos[2\pi\nu][t - \tau_g], \quad (3.4)$$

donde V_0 es la amplitud de voltaje, y τ_g es el retraso geométrico (el tiempo adicional que le toma a un frente de ondas llegar a la antena 2). De la Figura 3.1 vemos que el retraso está dado por:

$$\tau_g = \vec{B} \cdot \frac{\vec{s}_0}{c}, \quad (3.5)$$

donde \vec{B} es la línea de base (el vector que va de la antena 2 a la 1), y c es la velocidad de la luz. Mediante procedimientos electrónicos se crea una señal desfasada $\frac{\pi}{2}$ respecto a la señal real, obteniendo los voltajes complejos:

$$V_1(t) = V_0 \exp[i2\pi\nu t],$$

$$V_2(t) = V_0 \exp[i2\pi\nu(t - \tau_g)]. \quad (3.6)$$

También hay que introducir un retraso instrumental, τ_i , a la señal que recibe la antena 1 y entonces los voltajes complejos quedan de la siguiente forma:

3 Interferometría

$$V_1(t) = V_0 \exp[i2\pi\nu(t - \tau_i)],$$

$$V_2(t) = V_0 \exp[i2\pi\nu(t - \tau_g)], \quad (3.7)$$

En un correlacionador digital se multiplica V_1 por el conjugado de V_2 y se promedia en el tiempo, entonces tenemos:

$$\overline{V_2(t)} = \overline{V_0 \exp[i2\pi\nu(t - \tau_g)]} = V_0 \exp[-i2\pi\nu(t - \tau_g)]$$

$$V_1 \overline{V_2} = V'' = V_0 \exp[i2\pi\nu(t - \tau_i)] V_0 \exp[-i2\pi\nu(t - \tau_g)]$$

$$= V_0^2 \exp[-i2\pi\nu\tau_i + i2\pi\nu\tau_g],$$

$$\Rightarrow V''(\tau_g, \tau_i) = V_0^2 \exp[i2\pi\nu(\tau_g - \tau_i)]. \quad (3.8)$$

La potencia recibida P es igual a V_0^2 , por lo que al sustituir la ecuación (3.3) en la (3.8) nos queda:

$$V''(\tau_g, \tau_i) = I(\vec{s}_0, \nu) A(\vec{s}_0, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\tau_g - \tau_i)] d\nu d\Omega, \quad (3.9)$$

y de sustituir la ecuación (3.5) en la (3.9) tenemos:

$$V''(\vec{B}, \vec{s}_0, \tau_i) = I(\vec{s}_0, \nu) A(\vec{s}_0, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot \frac{\vec{s}_0}{c} - \tau_i)] d\nu d\Omega. \quad (3.10)$$

Esta ecuación es válida para un diferencial de ángulo sólido en la dirección \vec{s}_0 . Para una dirección cualquiera $\vec{s} = \vec{s}_0 + d\vec{s}$, tendremos:

$$V''(\vec{B}, \vec{s}_0, d\vec{s}, \tau_i) = I(\vec{s}, \nu) A(\vec{s}, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot \frac{\vec{s}_0}{c} + \vec{B} \cdot \frac{d\vec{s}}{c} - \tau_i)] d\nu d\Omega. \quad (3.11)$$

3.2 Formación de imágenes a partir de datos interferométricos

Al punto en la fuente en la dirección \vec{s}_0 le llamaremos el *punto de referencia de fase del mapa*. Es conveniente compensar instrumentalmente el retraso geométrico del punto de referencia haciendo que el retraso instrumental sea:

$$\begin{aligned}\tau_i &= \vec{B} \cdot \frac{\vec{s}_0}{c} + \tau_i', \\ \Rightarrow -\tau_i' &= \vec{B} \cdot \frac{\vec{s}_0}{c} - \tau_i.\end{aligned}\tag{3.12}$$

Al sustituir esta última ecuación en la (3.11) obtenemos:

$$V''(\vec{B}, \vec{s}, d\vec{s}, \tau_i') = I(\vec{s}, \nu)A(\vec{s}, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot \frac{d\vec{s}}{c} - \tau_i')]d\nu d\Omega.\tag{3.13}$$

Para obtener la contribución de toda la fuente en todo el ancho de banda, integramos el ángulo sólido y frecuencia:

$$V'(\vec{B}, \vec{s}, \tau_i') = \int_{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} I(\vec{s}, \nu)A(\vec{s}, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot \frac{d\vec{s}}{c} - \tau_i')]d\nu d\Omega,\tag{3.14}$$

donde Ω es un ángulo sólido lo suficientemente grande para incluir toda la fuente. Si sacamos la transformada de Fourier de V' con respecto a τ_i' obtenemos:

$$V(\vec{B}, \vec{s}) = \int_{\Omega} I(\vec{s}, \nu)A(\vec{s}, \nu) \times \exp[i2\pi\nu(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c})]d\Omega,\tag{3.15}$$

donde la integral sobre la frecuencia ha desaparecido. En la práctica, los receptores sólo responden a un ancho de banda $\Delta\nu$ muy pequeño comparado con la frecuencia central ν_0 . Sobre el ancho $\Delta\nu$, las variables V , I y A pueden suponerse constantes en la frecuencia y la ecuación (3.15) se simplifica a:

$$V(\vec{B}, \vec{s}_0) = \int_{\Omega} I(\vec{s})A(\vec{s}) \times \exp[i2\pi\nu(\frac{\vec{B} \cdot d\vec{s}}{c})]d\Omega,\tag{3.16}$$

$V(\vec{B}, \vec{s}_0)$ es la *visibilidad compleja* de la fuente con intensidad dada por $I(\vec{s})$. Pasamos la ecuación (3.16) a un sistema de coordenadas más práctico. El diferencial del vector $d\vec{s}$ nos da la posición de un punto en la fuente respecto al punto dado por \vec{s}_0 (Figura 3.2). Como

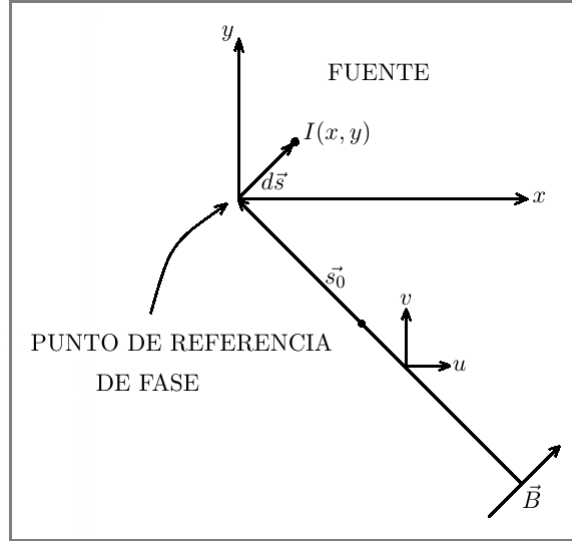


Figura 3.2 Un punto cualquiera en la fuente queda definido respecto al punto de referencia de fase mediante el vector $d\vec{s} = (x, y)$. Las variables (u, v) son las proyecciones del vector de la línea de base, \vec{B} , en el plano (x, y) .

\vec{s}_0 es unitario, las componentes de $d\vec{s}$ están en radianes y las podemos denominar de la siguiente manera:

$$d\vec{s} = (x, y), \quad (3.17)$$

$$\vec{B} = (B_x, B_y).$$

El término $\nu_0 \vec{B} \cdot \frac{d\vec{s}}{c}$ queda entonces como:

$$\nu_0 \vec{B} \cdot \frac{(x, y)}{c} = \left(\frac{\nu_0 B_x}{c}, \frac{\nu_0 B_y}{c} \right) \cdot (x, y). \quad (3.18)$$

Como la longitud de onda de la radiación es $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} \Rightarrow \frac{1}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{c}$ por lo tanto tenemos que:

$$\left(\frac{B_x}{\lambda_0}, \frac{B_y}{\lambda_0} \right) \cdot (x, y) = (u, v) \cdot (x, y) = (ux + vy). \quad (3.19)$$

3.2 Formación de imágenes a partir de datos interferométricos

Las variables (u, v) son pues las proyecciones de la línea de base sobre las coordenadas (x, y) , respectivamente, dadas en longitudes de onda (o sea que son adimensionales). La ecuación (3.16) queda entonces como:

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) A(x, y) \times \exp[i2\pi(ux + vy)] dx dy. \quad (3.20)$$

Ésta es la ecuación básica de la radiointerferometría.

Podemos también visualizar el problema de la siguiente manera:

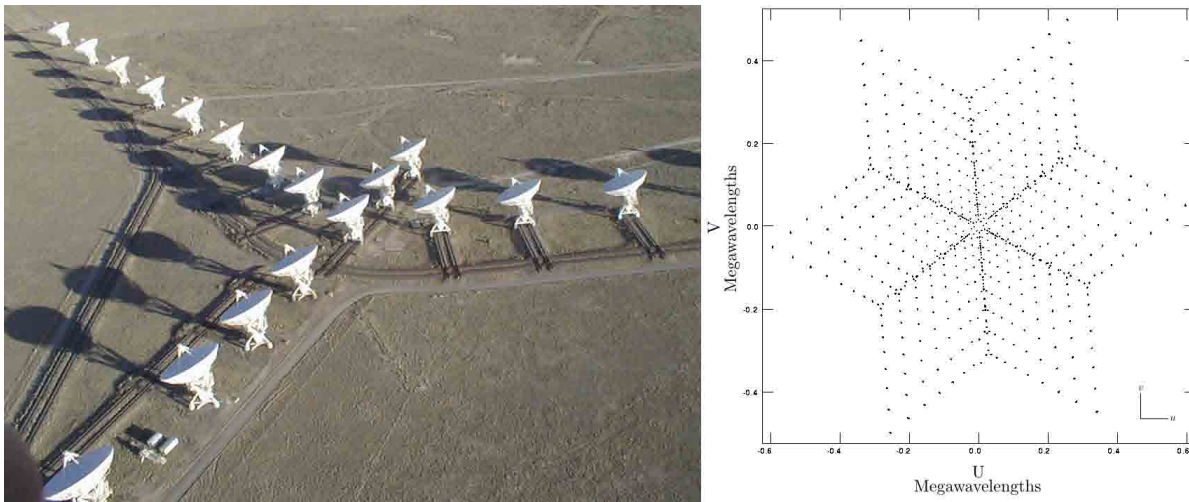


Figura 3.3 A la izquierda: el Very Large Array; a la derecha: la cobertura del plano (u, v) a 3.9 GHz para una observación instantánea usando una configuración A del VLA.

En el cielo tenemos el plano (x, y) donde hay una fuente con una intensidad $I(x, y)$. Cada vez que un interferómetro hace una observación, produce un punto de visibilidad en el plano (u, v) . Conforme la fuente se mueve en el cielo la proyección de \vec{B} en el plano (x, y) va cambiando y vamos obteniendo las visibilidades en diferentes puntos (u, v) . Más aún, los interferómetros modernos están constituidos por muchas antenas, distribuidas de modo que simultáneamente producimos un gran número de visibilidades en el plano (u, v) (Figura 3.3).

A este proceso se le llama el “llenado” del plano (u, v) . Idealmente, si pudiéramos medir la visibilidad de la fuente en todo el plano (u, v) podríamos recuperar exactamente la intensidad, $I(x, y)$, de la fuente mediante la transformada de Fourier del plano (u, v) ,

puesto que:

$$A(x, y)I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v) \times \exp[-i2\pi(ux + vy)]dudv, \quad (3.21)$$

$A(x, y)$ se conoce *a priori* y podemos entonces recuperar $I(x, y)$. Con un plano (u, v) bien “llenado” la transformada de Fourier produce ya mapas de calidad aceptable. A estos mapas que no se les ha hecho ninguna manipulación adicional se les llama mapas “sucios”.

3.3. Limpiando un mapa

Si nos interesa estudiar la emisión débil del campo tendremos que procesar el mapa, limpiándolo. La transformada de Fourier de una función con discontinuidades tiene que tener muchas componentes de alta frecuencia para poder describir las discontinuidades. Estas componentes son, en nuestro caso, los lóbulos. Pensamos en la fuente como constituida de un gran número de componentes muy pequeñas. Cada una de estas componentes producirá en el mapa sucio con una contribución de geometría igual a la del haz sucio. Tomamos el punto más intenso del mapa y ahí restamos un haz sucio. Hecho esto nos vamos al nuevo punto más intenso y repetimos la operación cientos, a veces miles de veces, hasta que no quede más que ruido en el mapa.

Por otra parte, podemos obtener un haz limpio (sin lóbulos) ajustando una función gaussiana al lóbulo principal del haz sucio. Entonces repetimos el proceso anterior, pero a la inversa, y sumamos una a una las componentes que restamos pero usando para ellas la forma del haz limpio.

El mapa “limpio” (clean map) se halla pues libre del efecto enmascarador de los lóbulos y generalmente podemos apreciar estructuras que no eran claras en el mapa sucio.

3.4. Autocalibración: Corrigiendo la Corrupción de fase

Un problema muy común es el de la corrupción de la fase medida en una o varias de las antenas del interferómetro. Esta corrupción ocurre esporádicamente y su magnitud es variable e impredecible. Consideremos el caso de que un cambio en las características de la atmósfera recorrida por la radiación, o un problema interno en la electrónica, introduce un

3.4 Autocalibración: Corrigiendo la Corrupción de fase

corrimiento de fase en el voltaje medido por la antena 2 de modo que la visibilidad medida ya no está dada por la ecuación (3.20) sino por:

$$V_{1,2}(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) A(x, y) \times \exp[i2\pi(ux + vy) + \phi_2] dx dy, \quad (3.22)$$

donde ϕ_2 es el desfase de la antena 2. Esta visibilidad corrupta tiene un efecto equivalente a que la fuente se hubiera desplazado en el cielo. El efecto de la corrupción de fase es pues embarrar la señal en el mapa, mandándola a regiones que no le corresponden. En condiciones normales se estima que la corrupción es muy pequeña ($\phi \ll 2\pi$) y que sólo una fracción muy pequeña de las visibilidades estaría corrompidas significativamente. De nuevo, si sólo estamos interesados en las partes más intensas de la región, podemos ignorar este efecto relativamente menor. Ahora bien, si queremos obtener información sobre emisión débil tenemos que emplear alguna técnica que elimine o al menos minimice la corrupción de fase. La autocalibración se realiza de la siguiente manera: al sacar la transformada de Fourier de la visibilidad observada (aún sin corregir) se obtiene un mapa sucio y al tomar las partes de la fuente que están claramente por arriba del ruido, se construye un modelo de ella. A este modelo se le saca la transformada inversa de Fourier y se obtiene un modelo para la visibilidad de la fuente, $V_{i,j,mod}(u, v)$.

Como este modelo se obtuvo con la emisión dominante del mapa, esperamos que las visibilidades observadas que tienen poca corrupción tengan un valor muy cercano al del modelo. Sin embargo, las visibilidades corruptas, que aparecen en el mapa como ruido, no son tomadas en cuenta en el modelo. Por lo tanto, esperamos que sus valores difieran del modelo. Definimos ahora:

$$S = \sum \sum |V_{i,j,mod}(u, v) - h_i h_j V_{i,j,obs}(u, v)|^2, \quad (3.23)$$

donde h_i y h_j son factores de corrección, que entran en la ecuación como parámetros libres. Al minimizar S para cada observación individual hecha tendremos $h(t)$ para todas las antenas durante todo el periodo en que se observó la fuente. Para aplicar el método de autocalibración debe haber una fuente relativamente intensa en el haz, porque es necesario que cada visibilidad individual tenga suficiente cociente de señal a ruido como para que tenga sentido tratar de minimizar S . La visibilidad corregida está dada por:

$$V_{i,j,cor} = h_i h_j V_{i,j,obs}, \quad (3.24)$$

3 *Interferometría*

Con la visibilidad corregida se vuelve a hacer un mapa sucio. Si se está satisfecho procede uno a limpiarlo, terminando el procesamiento. Si no es así, con el nuevo mapa sucio se puede hacer un nuevo modelo e iterar el procedimiento.

Si un punto de visibilidad dado está corrompido por problemas de fase, la corrupción afecta igualmente al componente intenso que al débil, de modo que al aplicar la corrección al componente intenso, corregimos también al componente débil. La autocalibración tiene pues dos consecuencias: 1) devuelve emisión de la componente dominante, que se halla embarrada en el mapa, a donde corresponde, permitiendo ver componentes débiles, y 2) mejora la definición de todas las componentes del mapa.

4 The Submillimeter Array



Figura 4.1 Las 8 antenas del *Submillimeter Array* (SMA) en Mauna Kea, Hawaii.

El *Submillimeter Array* (SMA) (Figura 4.1), es un radio interferómetro de 8 antenas localizado en la cima del Mauna Kea en Hawaii. Opera a frecuencias desde 180 GHz hasta 700 GHz, las antenas de 6 metros de diámetro pueden estar acomodadas en distintas configuraciones con líneas de base tan grandes como 509 metros, produciendo un haz sintetizado con un ancho menor a un segundo de arco. Cada elemento puede observar con dos receptores simultáneamente, cada uno con un ancho de banda de 2GHz. La interfaz del correlador digital permite la asignación de miles de canales espectrales en cada receptor. El SMA es un proyecto conjunto entre el *Smithsonian Astrophysical Observatory* y la *Academia Sinica*

4 The Submillimeter Array

Institute of Astronomy and Astrophysics.

El SMA explora el universo detectando luz de colores que no son visibles por el ojo humano. Capta radiación milimétrica y submilimétrica, con longitudes de onda que van de los 0.3 a los 1.7 milímetros.

La fuente principal de radiación milimétrica y submilimétrica es el material interestelar frío, que consiste de gas, polvo y pequeños cuerpos como rocas. Este material también es la sustancia de la cual estrellas y planetas se forman. Detectar la emisión submilimétrica juega un papel importante en el estudio del nacimiento y muerte de las estrellas. Cuando las estrellas nacen en las densas nubes interestelares, su primera luz visible es atrapada con ellas, el SMA puede ver dentro de esas nubes y obtener imágenes detalladas de la luz submilimétrica y por lo tanto, ser testigo del nacimiento de una estrella donde los telescopios ópticos sólo ven oscuridad.

El SMA está localizado a los pies del Pu‘u Poli‘ahu a 4080 metros sobre el nivel del mar en la cumbre del volcán Mauna Kea. La emisión submilimétrica de objetos astronómicos es parcialmente absorbida por el vapor de agua en la atmósfera terrestre. A nivel del mar, llega sólo una pequeña parte de la radiación submilimétrica y por lo tanto las observaciones en el submilimétrico son imposibles. Construir el SMA en un lugar alto y seco permite detectar y medir la radiación a través de esta ventana atmosférica.

Las señales de las antenas son amplificadas y combinadas electrónicamente para dar una resolución equivalente a una antena de 500 metros. Cada antena alberga un único crióstato, con un “*cryocooler*” integrado que puede enfriar ocho receptores a temperaturas de 4 K. Cuatro bandas receptoras están disponibles: 180–250 GHz, 266–355 GHz, 320–420 GHz, y 600–700 GHz, y son posibles observaciones simultáneas en cualquier par de bandas de alta y baja frecuencia del receptor.

4.1. Configuraciones del SMA

Habiendo seleccionado el volcán de Mauna Kea como el lugar del SMA, fue obvio inmediatamente que, a diferencia de otros interferómetros de longitudes de onda milimétricas que usan configuraciones en forma de Y o de T y se mueven sobre un riel o un camino pavimentado para reconfigurarlos, las antenas del SMA necesitarían otra forma para moverse ya que el terreno donde están es un terreno más irregular. Se diseñó un transportador especial para recoger y mover los telescopios de 50 toneladas. Este equipo se mueve con

sus propios medios y es lo suficientemente ágil para reubicar varias antenas en un día.

Para un arreglo interferométrico de un pequeño número de elementos la configuración es importante para alcanzar la mejor cobertura del plano (u, v) y obtener la mejor calidad de imagen. El diseño de la configuración del SMA se hizo pensando en el deseo de obtener un muestreo uniforme de los espacios en el plano (u, v) dentro de un límite circular, cuyo radio define la resolución angular.

Una configuración basada en un triángulo de Reuleaux (Figura 4.2), el cual es un triángulo equilátero cuyos lados han sido reemplazados por arcos circulares con los vértices opuestos como sus centros, se encontró que proporcionan la toma de muestras más uniforme del plano (u, v) . Ubicando los elementos del interferómetro sobre una curva de anchura constante tales como en un triángulo de Reuleaux, la separación máxima entre los telescopios es una constante. Esto asegura que el máximo espaciamiento del plano (u, v) se encuentran en un círculo, lo que resulta en un haz circular para observaciones en el cenit. Escoger un triángulo en lugar de un polígono de más lados, asegura que los ángulos entre los vectores de las líneas de base, y por lo tanto, las posibles diferencias proyectadas entre las líneas de base, se maximicen, esto resulta en una distribución más uniforme de muestreo del plano (u, v) .

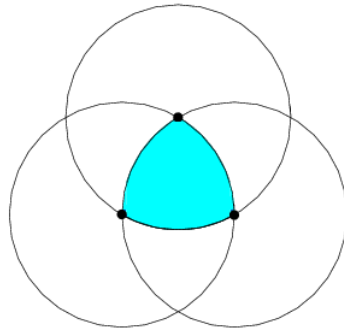


Figura 4.2 Triángulo de Reuleaux.

Entonces, estos diseños basados en curvas de anchura constante ofrece el muestreo más completo en el espacio de Fourier de la imagen y por lo tanto, la mejor calidad de imagen. La frecuencia de 345 GHz es la frecuencia óptima del arreglo para sensibilidad continua. Las antenas son movidas en cuatro configuraciones distintas (Figura 4.3):

- **subcompacta:** la configuración subcompacta ayuda a obtener imágenes de estructuras largas, su resolución característica es de 5 segundos de arco a 345 GHz. Sus

4 The Submillimeter Array

longitudes de línea de base van de 9.5 a 25 metros. Para proteger a las antenas de una colisión, se tiene una restricción de elevación (se limita a observaciones por encima de 31.3 grados de elevación) entonces, fuentes a declinación baja no son buenas para ser observadas con esta configuración.

- **compacta:** sus máximas longitudes de base son de aproximadamente 70 metros y su resolución característica es de 2.5 segundos de arco a 345 GHz.
- **extendida:** sus máximas longitudes de base son de 220 metros de longitud y su resolución característica es de 0.7 segundos de arco a 345 GHz.
- **muy extendida:** sus longitudes de base son de poco más de 500 metros, y la experiencia demuestra que se requiere de un muy buen *seeing* atmosférico para lograr obtener observaciones exitosas en esta configuración. Esta configuración mejora la resolución por un factor de 20 con respecto de la más compacta. Es decir, tiene una resolución de 0.25 segundos de arco.

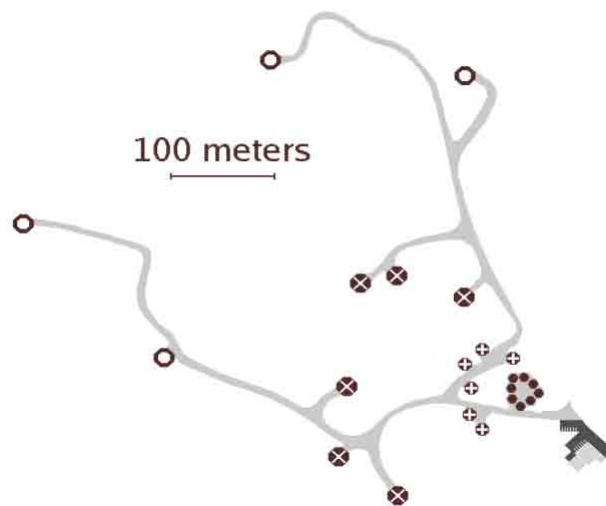


Figura 4.3 Las antenas del SMA están usualmente acomodadas en una de estas cuatro configuraciones.

5 Formación estelar masiva

5.1. Introducción

Las estrellas masivas son definidas usualmente como estrellas con masas mayores a $8M_{\odot}$ o más. Una estrella de esta masa típicamente ya ha comenzado a quemar el hidrógeno antes de que la etapa de acreción haya terminado, lo que provoca algunos problemas en la formación de estas estrellas. Uno de estos problemas que se enfrenta para estudiar estas estrellas son las grandes distancias donde se encuentran, lo que hace difícil separar observacionalmente la luminosidad debida a la acreción de la luminosidad intrínseca de la protoestrella.

Sin embargo, el estudio de estrellas masivas es importante desde el punto de vista de estudios a escalas galácticas porque la luminosidad de una galaxia es típicamente dominada por la luminosidad de las estrellas más masivas. Por lo tanto, la evolución observada de una galaxia en términos de sus colores y su espectro es dominado por la formación continua y evolución de sus estrellas masivas. Además este tipo de estrellas son fuentes dominantes de contribución de energía en el medio interestelar. De esta manera, son muy importantes para la dinámica y energía requerida en una galaxia. En particular, la fase de región HII es particularmente importante para ionizar el gas en el medio interestelar. La observación de formación de estrellas masivas es más complicada porque son más raras que las estrellas de baja masa, entonces las regiones más cercanas de formación estelar masiva están en promedio más lejanas que sus contrapartes de baja masa, haciendo que la resolución espacial sea más pobre en las observaciones. También su evolución y formación ocurre mucho más rápido que sus equivalentes de baja masa, dificultando estudiar cada etapa evolutiva de estas estrellas. Además que las estrellas masivas nunca parecen formarse aisladamente, solo en grupos, haciendo más difícil estudiar los efectos e influencias separadamente de sus estrellas individuales.

Por lo tanto, la teoría de formación estelar masiva está menos desarrollada que la de baja masa, y es por esto que aún no tenemos una teoría detallada de los procesos involucrados. Además, las teorías que se han propuesto son temas actuales de intensos debates.

5.2. Etapas principales de la formación estelar masiva

La evolución de las estrellas masivas es diferente a la evolución de las de baja masa. Al parecer hay tres etapas principales de evolución que las nuevas estrellas masivas siguen: nubes oscuras infrarrojas; núcleos moleculares calientes; y regiones HII. Esta última etapa es subdividida en regiones compactas HII (incluyendo las regiones HII hiper- y ultra-compactas), y las clásicas regiones HII.

5.2.1. Nubes oscuras infrarrojas

La fase más temprana observada es la nube oscura infrarroja (etapa IRDC por sus siglas en inglés). Las IRDCs son nubes interestelares muy densas y masivas. De hecho, son tan densas que inclusive son ópticamente gruesas a longitudes de onda infrarrojas de $\sim 1 - 10\mu\text{m}$, y típicamente más densas, y más masivas que las nubes de donde se forman las estrellas de menor masa. La masa de una nube oscura infrarroja puede ser de cientos o inclusive miles de masas solares. A menudo, se observan núcleos densos oscuros dentro de cada nube, se conocen como núcleos oscuros infrarrojos. Estos núcleos pueden tener masas de hasta $\sim 100 M_{\odot}$, y típicamente sus radios son de 0.1 pc o menos. Por lo tanto, tienen densidades de hasta $\sim 10^6$ moléculas de hidrógeno cm^{-3} . Estos son los lugares más conocidos de formación estelar masiva.

La Figura 5.1 muestra una típica IRDC. La imagen a escalas de grises muestra la emisión infrarroja a una longitud de onda de $8\mu\text{m}$. Se puede observar que alcanzan un pico exactamente donde la emisión $8\mu\text{m}$ es negra. Esto significa que la región oscura es mucho más fría que sus alrededores, ya que los objetos más fríos emiten a longitudes de onda mayores. Temperaturas típicas de IRDCs están alrededor de 10-20K, esto muestra también que debe haber un alto grado de extinción hacia esta región bloqueando la luz estelar de fondo a $8\mu\text{m}$. La emisión a una longitud de onda más corta es absorbida por los granos de polvo y nuevamente re-emitida a longitudes de onda mayores.

5.2.2. Núcleos calientes

Los núcleos moleculares calientes son nubes densas interestelares donde el proceso de formación estelar ha comenzado, se cree que han evolucionado de nubes infrarrojas oscuras después de que las nubes han comenzado a ser calentadas por las nuevas estrellas que se

5.2 Etapas principales de la formación estelar masiva

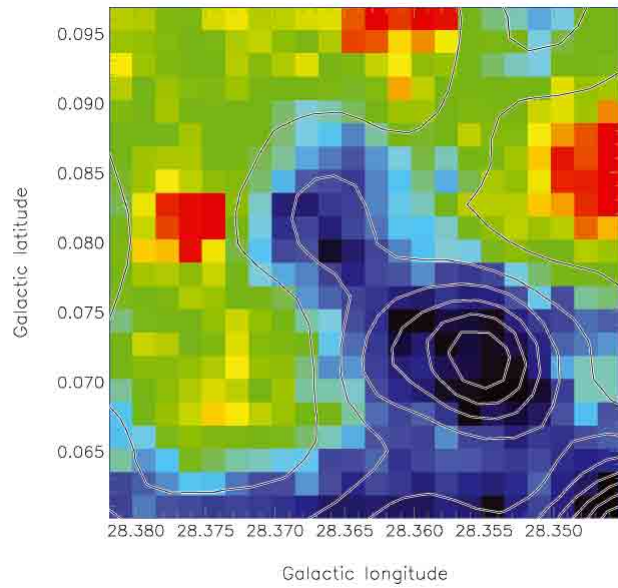


Figura 5.1 Imagen de un núcleo infrarrojo oscuro. Los contornos muestran emisión a $850\mu\text{m}$. Nota el área negra en la emisión $8\text{-}\mu\text{m}$.

están formando ahí. Tienen una química molecular compleja porque el proceso de calentamiento iniciado por la formación estelar calienta los granos de polvo dentro de las nubes y evapora mucho del material de granos en la fase de gas. Los núcleos calientes tienen masa similar a los IRDCs y luminosidades que exceden $10^4 L_{\odot}$.

Los núcleos calientes son brillantes a longitudes de onda alrededor de $8\mu\text{m}$, sus temperaturas se encuentran en el rango de $\sim 100\text{-}200\text{ K}$. Con alta resolución se detectan múltiples objetos brillantes en los centros de estos núcleos calientes. Se cree que las nuevas estrellas en formación son las que están calentando los núcleos.

Son ricos en especies moleculares que se han liberado de la superficie de los granos de polvo. Por ejemplo, se ven muchas cadenas de la molécula del carbono, incluyendo C^+ , HCO^+ , C_2H_2 , C_3H^+ , C_6H_7^+ y HC_9N , entre muchas otras. Estas moléculas se formaron en los granos de polvo durante la fase de IRDC y fueron posteriormente liberados en la fase de gas cuando las nuevas estrellas en formación calentaron sus alrededores y evaporaron los mantos de granos de polvo. Cuando las estrellas están lo suficientemente calientes y luminosas empiezan a ionizar sus alrededores y comienza la siguiente fase.

5.2.3. Regiones HII

Las regiones HII son regiones claramente definidas por gas fotoionizado, los fotones ionizantes normalmente vienen de estrellas tipo O y tipo B, que son estrellas jóvenes masivas. Tales estrellas son extremadamente luminosas ($L_* \gtrsim 10^4 L_\odot$), y extremadamente calientes, con temperaturas superficiales $T_* \gtrsim 20,000$ K. La región ionizada es conocida como una región HII (recordando que HI es hidrógeno atómico neutro, y HII es sólo hidrógeno ionizado, ó H^+).



Figura 5.2 La Nebulosa de la Quilla es una región HII que forma parte de la Nebulosa de Carina NGC (3372) que es un complejo que se encuentra a unos 2.2 kpc de distancia.

Estas estrellas emiten grandes números de fotones energéticos que ionizan y mantienen ionizando los alrededores de gas de hidrógeno. De hecho, la mayoría de los fotones ionizantes emitidos por las estrellas OB en una región HII son usados para la recombinación en lugar de ionizar gas neutro por primera vez.

Las regiones compactas HII son pequeñas áreas de gas ionizado que rodean las nuevas estrellas masivas, otras regiones más pequeñas son llamadas regiones HII ultra-compactas (UCHII), y las más pequeñas de ellas son conocidas como regiones HII hiper-compactas

5.2 Etapas principales de la formación estelar masiva

(HCHII). Las regiones HCHII son típicamente de tamaños de $\leq 0.01\text{pc}$, tienen densidades típicas de $\geq 10^{12}\text{ m}^{-3}$. Las regiones UCHII usualmente tienen tamaños de 0.01 a 0.1pc y tienen densidades $\geq 10^{10}\text{ m}^{-3}$ y generalmente se encuentran alrededor de estrellas tipo B y tipo O. Las regiones compactas HII tienen tamaños entre 0.1 y 0.5pc. Cuando las regiones compactas de HII salen de sus nubes moleculares circundantes, se observan en el óptico como regiones HII clásicas. Las regiones HII clásicas son típicamente apenas mayores que 0.5pc, son áreas de gas ionizado que rodean las recién formadas estrellas masivas tales como estrellas O y cúmulos estelares. La Figura 5.2 muestra una imagen óptica de una región HII.

Usualmente una región HII es ionizada por la radiación de varias estrellas, o bien de una asociación OB, o un subgrupo de una asociación OB. Estas regiones están concentradas cerca de sitios de reciente formación estelar, como en nubes moleculares gigantes y en los brazos espirales de las galaxias de disco. Mucha de la luz que delinea los brazos espirales en imágenes ópticas de las galaxias externas proviene de regiones HII y estrellas OB recientemente formadas.

Cuando se forma primero una estrella OB (o un subgrupo de estas estrellas), usualmente se encuentra embebida profundamente en una nube molecular gigante dentro de los restos de la envoltura de acreción de donde las estrellas han crecido y seguirán creciendo. Entonces el gas circundante de la estrella OB es muy denso, y la región HII excitada es extremadamente compacta. Tales regiones HII compactas no son visibles en el óptico, debido al polvo en el gas circundante, pero se pueden detectar a longitudes de onda del radio, las cuales no son atenuadas significativamente por el polvo. El enfriamiento en línea, actúa como un termostato bastante eficaz en regiones HII que mantiene la temperatura del gas interior como máximo un factor de 2 de 10^4K . Entonces, el efecto de una estrella OB encendiéndose dentro de una nube molecular gigante crea una burbuja de gas donde la temperatura repentinamente se ha incrementado por un factor $\sim 10^3$ (de $\sim 10\text{ K}$ a 10^4 K), y adicionalmente el número total de partículas de densidad n_{total} , se incrementa en un factor ~ 4 , debido a la conversión de cada molécula de hidrógeno en dos protones más dos electrones.



Como resultado, la presión,

$$P = n_{total}kT, \quad (5.2)$$

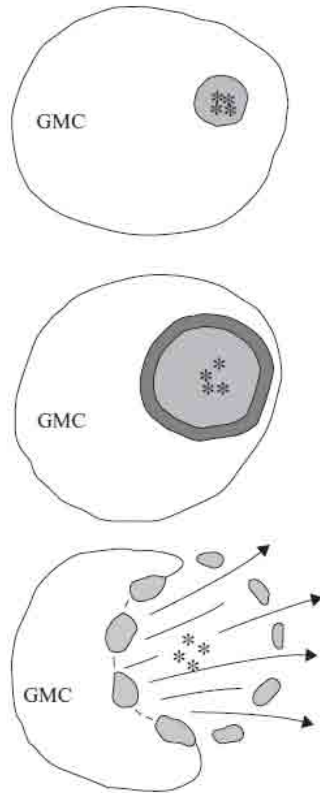


Figura 5.3 En este esquema de una gran nube molecular vemos cómo un subgrupo de estrellas OB en formación excita a una región HII compacta y luego la región HII se expande debido a su presión interna y finalmente ésta sale de la gran nube molecular.

ha incrementado por un factor neto $\sim 4 \times 10^3$, y la región HII se expande rápidamente, barriendo una capa de gas neutro denso que choca alrededor de su borde. Esta capa eventualmente acumulará suficiente densidad columnar de gas neutro frío para ser gravitacionalmente inestable y fragmentable. Una nueva generación de estrellas probablemente se condensarán de los fragmentos inestables gravitacionales. Si algunas de estas nuevas estrellas son masivas que a su vez exciten nuevas regiones HII, el proceso puede repetirse a sí mismo.

Además una región HII puede expandirse lo suficiente para romper la nube molecular gigante donde se formó (ver Figura 5.3). Entonces se volverá ópticamente visible. En general esperamos que las estrellas OB no nazcan precisamente en los centros de nubes moleculares

gigantes simétricamente, entonces las regiones HII resultantes son propensas a romper su nube madre molecular gigante por un lado. Esto es lo que parece ser que sucedió en Orión, donde hay una nube molecular densa detrás de la nebulosa ionizada, y el gas ionizado está moviéndose hacia nosotros y alejándose de la nube molecular a una velocidad de $v \sim 10\text{km s}^{-1}$.

Eventualmente, la expansión de una región HII puede reducir su densidad a un valor tan bajo que se vuelve muy tenue, y difícil de detectar. Regiones HII maduras (i.e. ópticamente visibles como Orión) son caracterizadas por un espectro rico en líneas de emisión, de las cuales las más prominentes son las líneas de recombinación del hidrógeno, y algunas líneas prohibidas de O^+ , O^{++} y N^+ . La plena presión física de las dos primeras etapas evolutivas enlistadas anteriormente (IRDCs y núcleos calientes), es más limitada, mientras que las regiones HII se han estudiado extensamente.

5.3. Construyendo una estrella masiva

Para una aproximación de una estrella masiva en la secuencia principal, la escala de tiempo Kelvin-Helmholtz es menor que la escala de tiempo de caída libre. En consecuencia, se forma en el centro un pequeño núcleo que quema hidrógeno hidrostáticamente, y crece por acreción. En otras palabras, el material que ya ha alcanzado las regiones centrales de la protoestrella tiene tiempo de relajarse en algo parecido a una estrella de secuencia principal, excepto que continúa creciendo en masa y por lo tanto, evoluciona hasta la secuencia principal. A continuación, suponemos que la estrella acreta esféricamente y que el medio de acreción permanece ópticamente delgado.

Acreción y presión de radiación

La aceleración interna debida a la gravedad a una distancia D del núcleo, a_{grav} está dado por:

$$a_{grav} = \frac{GM_{core}}{D^2}, \quad (5.3)$$

La aceleración hacia afuera debida a la presión de radiación actuando en el polvo está dado por:

$$a_{rad} = \frac{L_{core}}{4\pi c D^2} \frac{n_{dust} \sigma_{dust}}{\rho}. \quad (5.4)$$

Aquí el primer término del lado derecho ($L_{core}/4\pi c D^2$) es simplemente el flujo del momento llevado por la radiación desde el núcleo, i.e. la presión de radiación. El número de granos de polvo por unidad de volumen, n_{dust} , está dado por:

$$n_{dust} = \frac{\rho Z_{dust}}{m_{dust}}, \quad (5.5)$$

aquí Z_{dust} es la fracción de polvo por masa, ρ es la masa total en volumen unitario, el cual tiene que ser transportado por la fuerza de la presión de radiación actuando en el polvo, y m_{dust} es la masa de un sólo grano de polvo, dado por:

$$m_{dust} = \frac{4\pi r_{dust}^3 \rho_{dust}}{3}, \quad (5.6)$$

donde r_{dust} es el radio de un grano de polvo y ρ_{dust} es la densidad con un grano de polvo. Además, σ_{dust} , la sección eficaz presentada a la presión de radiación por un sólo grano de polvo, dado por:

$$\sigma_{dust} \simeq \pi r_{dust}^2, \quad (5.7)$$

siempre que la radiación tenga longitud de onda $\lambda \lesssim 2\pi r_{dust}$.

Revirtiendo la acreción

Si la relación de luminosidad y masa, L_{core}/M_{core} , es suficientemente grande, la aceleración hacia el exterior debida a la presión de la radiación en el polvo del material acretante domina a la aceleración hacia dentro debida a la gravedad. Combinando las ecuaciones anteriores, obtenemos la condición para que la acreción se revierta, en acreción esféricamente simétrica,

$$a_{radn} > a_{grav}, \quad (5.8)$$

y por lo tanto:

$$\frac{L_{core}}{4\pi cD^2} \frac{n_{dust}\sigma_{dust}}{\rho} > \frac{GM_{core}}{D^2}, \quad (5.9)$$

resultando:

$$\frac{L_{core}}{M_{core}} > \frac{16\pi cG\rho_{dust}\Gamma_{dust}}{3Z_{dust}}. \quad (5.10)$$

Dependiendo de las propiedades del polvo, produce un límite de masa superior aparente para estrellas de secuencia principal de $\sim 8 - 20M_{\odot}$. Se han observado estrellas de mayor masa, así que nuestras suposiciones en los cálculos anteriores están equivocadas ó hay otros procesos que contribuyen a construir una estrella masiva.

La razón principal por la cual esta suposición puede ser inválida es por la acreción esférica. Ya que el momento angular de una nube que está colapsando producirá una estructura aplanada, como un disco de polvo. La acreción de una estructura así tendrá que ocurrir en el plano ecuatorial lo que provocaría que la fuerza neta expulsada debido a la presión radiativa fuese reducida. Otra suposición inválida sería que los granos de polvo en la vecindad de la nueva estrella masiva fuesen iguales que los granos que forman el medio interestelar. Es posible que la abundancia de polvo alrededor de la estrella disminuya significativamente por la destrucción de polvo debido a la radiación de la protoestrella. Entonces estos factores podrían disminuir la presión de radiación efectiva producida por el material en acreción.

5.3.1. Tamaño de regiones HII - Radio de Strömgren

El tamaño de una región HII también es conocido como radio de Strömgren, y es determinado igualando la tasa en la cual la estrella central (o estrellas) emiten fotones con $h\nu > 13.6 \text{ eV}$, \dot{N}_H , y la tasa en la cual protones y electrones se recombinan a lo largo del volumen total de la región HII.

$$\dot{N}_H = \frac{4\pi R_{HII}^3}{3} \alpha_H^*(T) n_p n_e \simeq \frac{4\pi R_{HII}^3}{3} \alpha_H^*(T) n_e^2, \quad (5.11)$$

aquí R_{HII} es el radio de la región, y $\alpha_H^*(T)$ es el coeficiente de recombinación para el átomo de hidrógeno, tomando en cuenta sólo recombinaciones en estados excitados, dados por:

$$\alpha_H^*(T) \sim 2 \times 10^{-16} m^3 s^{-1} \left[\frac{T}{K} \right]^{-3/4}. \quad (5.12)$$

Hemos obtenido la última expresión de la ecuación (5.11) haciendo la aproximación $n_p \simeq n_e$. Esto es justificable sobre la base de que todos los elementos distintos del hidrógeno son mucho menos abundantes y no pueden contribuir con muchos electrones libres adicionales. La última contribución mayor es del helio, el cual puede aumentar n_e hasta 20% pero rara vez incrementa n_e por más del 10%, porque en general no hay suficientes fotones con suficiente energía que ionice el helio. Despejando R_{HII} de la ecuación (5.11) tenemos que:

$$R_{HII} \simeq \left[\frac{3\dot{N}_H}{4\pi\alpha_H^*(T)n_e^2} \right]^{1/3}, \quad (5.13)$$

que simplemente incorpora el hecho de que si la densidad en una región HII es reducida, la tasa de recombinación por unidad de volumen, $\alpha_H^*(T)n_e^2$, decrecerá también, y entonces la radiación ionizada de la estrella central puede mantener la ionización contra la recombinación en un volumen más grande.

En la ecuación (5.13) hemos supuesto que toda la radiación de la estrella central se utiliza para mantener la ionización contra la recombinación, más que ionizando el nuevo material en el borde de la región HII. No obstante, como la región HII se expande debido a su sobrepresión, la densidad en el gas ya ionizado cae, y entonces la tasa de recombinación en este gas también cae. Por lo tanto, siempre hay un poco de radiación ionizante sobrante para ionizar nuevo material en el borde de la región HII y entonces la masa total de gas ionizado:

$$M_{HII} = \frac{4\pi R_{HII}^3 n_p m_p}{3X_H} \simeq \frac{\dot{N}_H m_p}{\alpha_H^*(T)n_e X_H}, \quad (5.14)$$

se incrementa con el tiempo (X_H es la fracción de masa del hidrógeno). La diferencia entre $\alpha_H^*(T)$ y $\alpha_H(T)$, el coeficiente de recombinación para el hidrógeno, es que $\alpha_H^*(T)$ toma en cuenta sólo recombinaciones que van inicialmente a estados excitados. En otras palabras, ignora recombinaciones directas al estado base. La razón de que esta aproximación se puede hacer es la siguiente: cuando un protón y un electrón se recombinan directo al estado base del hidrógeno atómico, un fotón es emitido, típicamente este fotón tiene energía justo por encima del umbral de ionización. La sección eficaz presentada por un átomo de hidrógeno

al protón es por lo tanto muy grande. En consecuencia, el fotón ionizante es muy probable que sea absorbido cerca de su punto de emisión, produciendo una ionización compensatoria. El resultado es que las recombinaciones directas al estado base no tienen que ser revertidas por fotones de la fuente central, y por lo tanto, no es necesario que se tomen en cuenta cuando calculamos el radio de la región HII; esto es llamado *aproximación en el lugar*.

Sustituyendo $T_0 \sim 10^4\text{K}$ donde $\alpha_{HI}^*(T_0) \sim 2 \times 10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, y adoptando valores de referencia típicos, las ecuaciones (5.13) y (5.14) dan el radio de Strömgen:

$$R_{HII} \simeq 1.7pc \left[\frac{\dot{N}_H}{10^{50} \text{ s}^{-1}} \right]^{1/3} \left[\frac{n_0}{10^9 \text{ m}^{-3}} \right]^{-2/3}, \quad (5.15)$$

y la masa de la región HII:

$$M_{HII} \simeq 600M_{\odot} \left[\frac{\dot{N}_H}{10^{50} \text{ s}^{-1}} \right] \left[\frac{n_0}{10^9 \text{ m}^{-3}} \right]^{-1}. \quad (5.16)$$

La razón de que el coeficiente de recombinación decrezca con el aumento de la temperatura (ver ecuación (5.12)) es que a mayores temperaturas los protones y electrones se mueven más rápido. Por lo tanto, aunque pasan el uno junto al otro más frecuentemente, el tiempo para que interactúen es menor, y la sección eficaz de interacción es menor.

5.4. Flujos bipolares

Las protoestrellas a menudo tienen flujos bipolares a lo largo de sus ejes de rotación perpendiculares a sus discos circunestelares (ver Figura 5.4). Los flujos no fueron predichos antes de su descubrimiento, de hecho, fue una sorpresa cuando fueron observados por primera vez, ya que todo el mundo esperaba ver material cayendo en la formación de estrellas, más que ver material saliendo. Ahora se observan firmas espectrales del material cayendo, pero los flujos se han conocido por mucho más tiempo. La causa exacta de los flujos no se ha logrado explicar en su totalidad a detalle, pero el panorama general es probablemente el siguiente: el núcleo de una nube gira hasta que colapsa y debe arrojar la mayor parte de su momento angular si va a formar una estrella. El campo magnético se cree que es el responsable de sacar este exceso de momento angular por estar atado al medio interestelar circundante, esto es conocido como frenado magnético. Las líneas del campo magnético

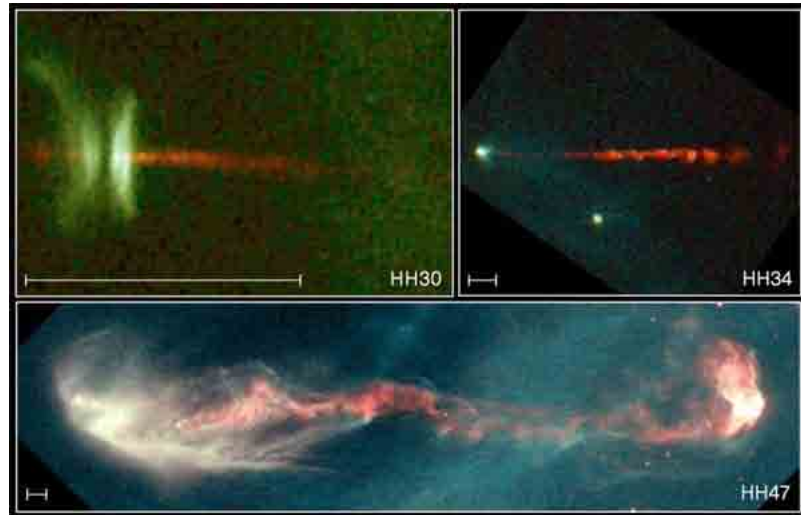


Figura 5.4 Imágenes del Telescopio Espacial Hubble de estrellas jóvenes y sus chorros.

pueden ser representadas como una serie de bandas elásticas atando el colapso protoestelar con sus alrededores. La Figura 5.5 muestra una representación esquemática de esto. Como la protoestrella colapsa y rota, las líneas de campo son retorcidas en formas helicoidales. Esto tiene 2 efectos: las líneas de campo están más juntas esto incrementa la fuerza del campo; y en segundo lugar, la torsión del campo provoca ondas Alfvén torsionales para viajar a lo largo de las líneas de campo, más bien como ondas de torsión en una cuerda.

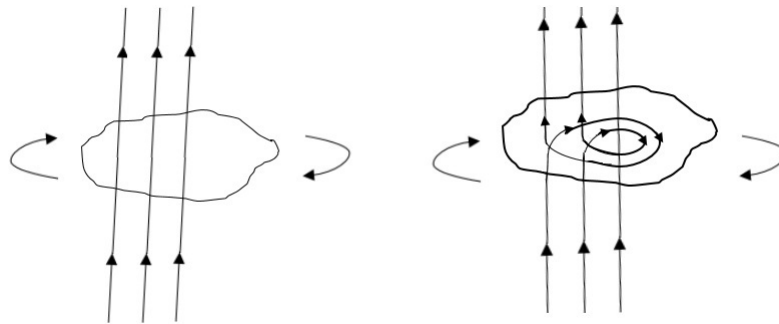


Figura 5.5 Esquema que muestra cómo la rotación del núcleo de la nube provoca la torsión de las líneas del campo magnético. Esta torsión de las líneas de campo magnético puede disipar el exceso de momento angular.

Las ondas Alfvén viajan a una velocidad característica de $B/(4\pi\rho)^{1/2}$, entonces mientras más fuerte es el campo magnético, mayor será la velocidad de las ondas. Es posible que

durante el colapso protoestelar el campo magnético sea torcido tan fuertemente que se generen ondas Alfvén de alta velocidad.

Este material entonces será llevado en una dirección definida a lo largo de los polos magnéticos de la protoestrella a alta velocidad, debido a la fuerza incrementada del campo. Esto es lo que exactamente parece que estamos viendo cuando observamos los chorros bipolares y los flujos de las estrellas colapsantes.

Uno de los debates reside de dónde son eyectados los chorros, de la parte del borde muy interior del disco o de la fotosfera estelar y los modelos que existen pueden tener en cuenta ambas posibilidades. Sin embargo, el panorama general del arrastre magnético de la materia en los chorros, es ahora generalmente aceptada. Además la figura muestra varios puntos brillosos, o nudos a lo largo de los chorros, así como los objetos Herbig-Haro, donde los chorros están interactuando con el gas circundante.

La fuente de energía de los flujos es una materia de debate también. Muchos modelos se han formulado basándose en el viento enérgico de la estrella. Sin embargo, ahora se está volviendo evidente que la única fuente de energía suficientemente grande es la energía potencial gravitacional liberada durante el proceso de acreción. La energía potencial lanzada en un disco de acreción es transformada en energía cinética del material en el disco. La cantidad de masa contenida en el flujo bipolar es considerablemente menor que en el disco de acreción. Por lo tanto, incluso si el factor de eficiencia de conversión entre la energía cinética del disco y la energía cinética del flujo es sólo un pequeño porcentaje (dependiendo del mecanismo de lanzamiento exacto del flujo), todavía hay suficiente energía potencial liberada durante el proceso de acreción para generar las altas velocidades observadas en los flujos bipolares (hasta de unos pocos cientos de km s^{-1}). Existe también evidencia creciente de que la energía del flujo bipolar disminuye con la tasa de acreción conforme la protoestrella evoluciona con el tiempo.

6 Región DR21

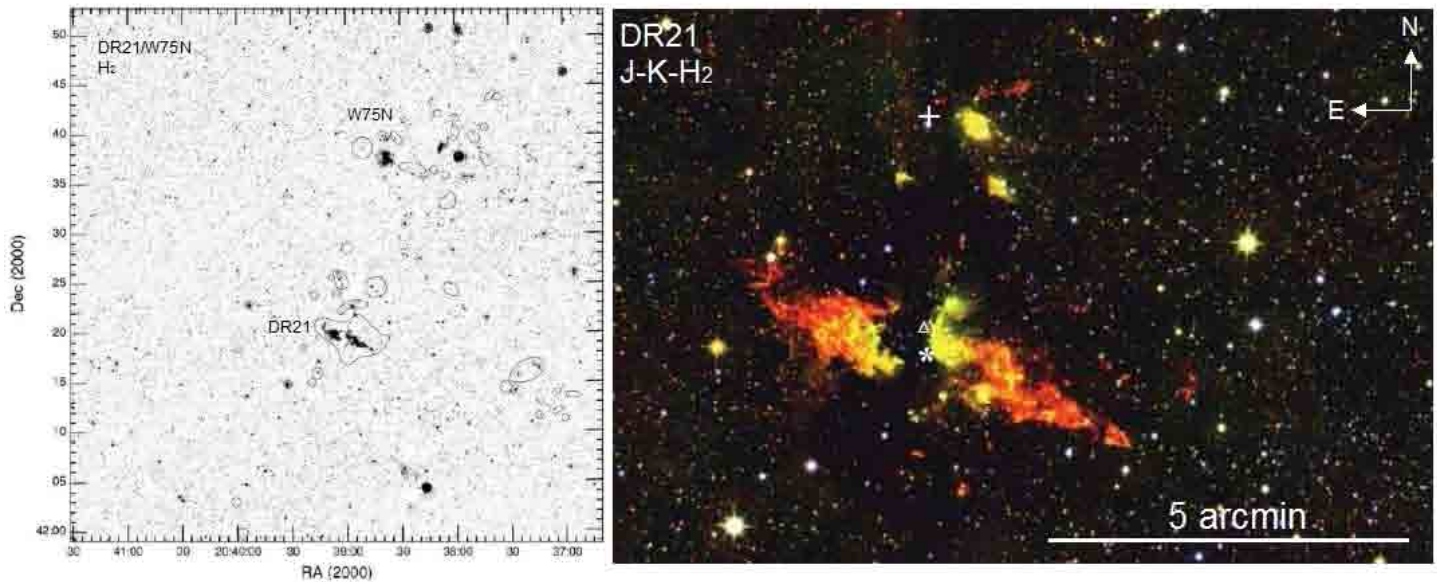


Figura 6.1 Izquierda: Región DR21 y W75N en la banda H₂ (2.122- μ m) Derecha: Imagen compuesta de la región DR21 por observaciones en las bandas J (azul), K (verde) y H₂ (rojo). Las estrellas embebidas o de fondo aparecen en color amarillo; el asterisco señala la región HII DR21 y el triángulo señala la región HII más alejada DR21 D; la cruz indica la ubicación de la agrupación DR21 (OH) de agua, metanol y un máser OH.

W75 es una región extensa de emisión de radio, este complejo contiene al sur a DR21 y a DR21(OH) (ésta última no es una fuente intensa de radio, también es conocida como W75(OH)), y al norte contiene a la región W75N (Figura 6.1).

La nube molecular que contiene a DR21 y DR21 (OH) es una de las más masivas de nuestra galaxia, y sólo es posible observarla a longitudes de onda del infrarrojo y radio debido a la alta extinción que posee (su extinción es de $A_v \sim 50 - 150$ mag). La distancia a DR21 es de 1.5 kpc (Rygl et al. (2012)). La extensión en el cielo del flujo de DR21 es de $\sim 6.5'$, lo

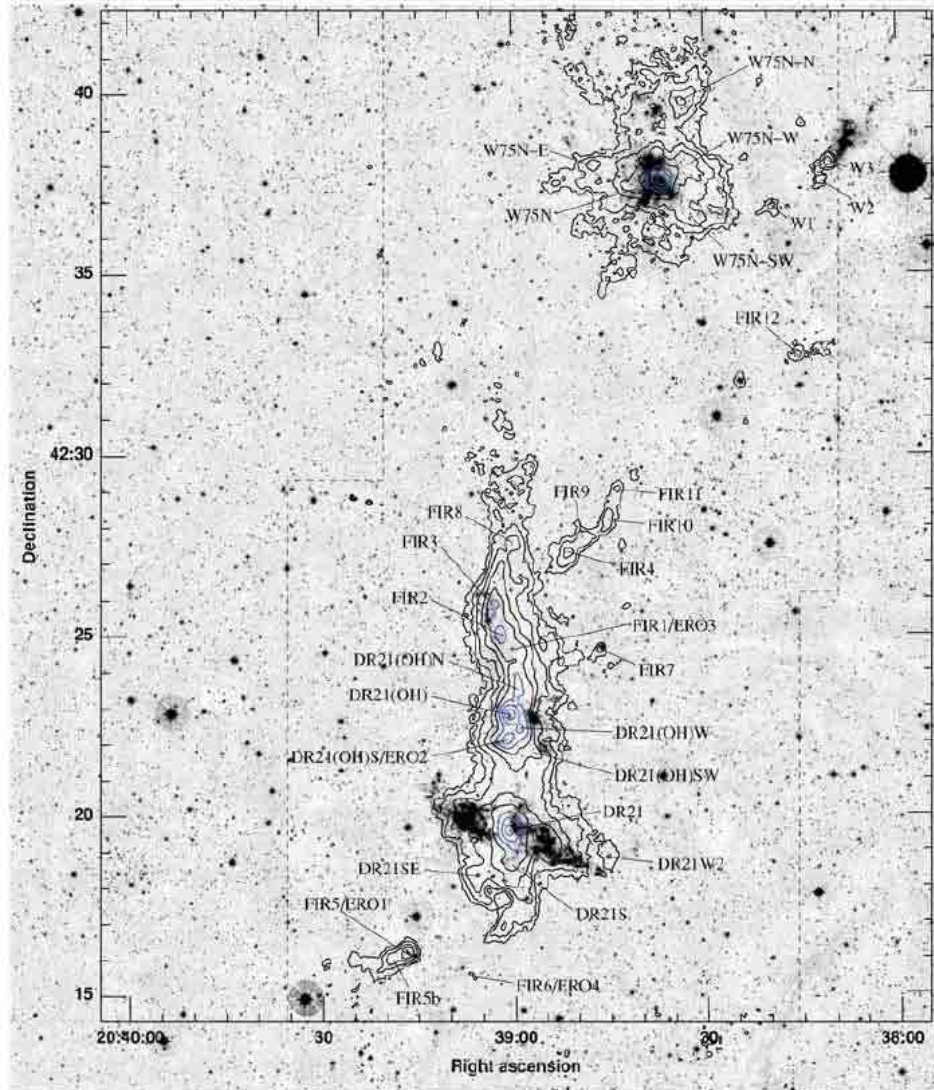


Figura 6.2 Imagen de DR21/W75 con la WFCAM H₂, superponiendo contornos de emisión 850- μm . Los contornos son 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8 y 16 Jy beam⁻¹ (el tamaño del haz es de 14 segundos de arco a 850 μm). La extensión del mapa de SCUBA está marcado con líneas discontinuas.

que corresponde a un tamaño de 2.8 parsecs, suponiendo que el flujo se localizara a una distancia de 1.5 kpc. Esta región es muy masiva (>3,000 M_⊙). Cyganowski et al. (2003) han identificado un grupo de picos en el radio continuo etiquetados de la A a la F, cuya emisión libre-libre sugiere la presencia de estrellas luminosas tipo O, aunque no se encontraron

contrapartes en el cercano infrarrojo por Hanson, Luhman y Rieke (2002).

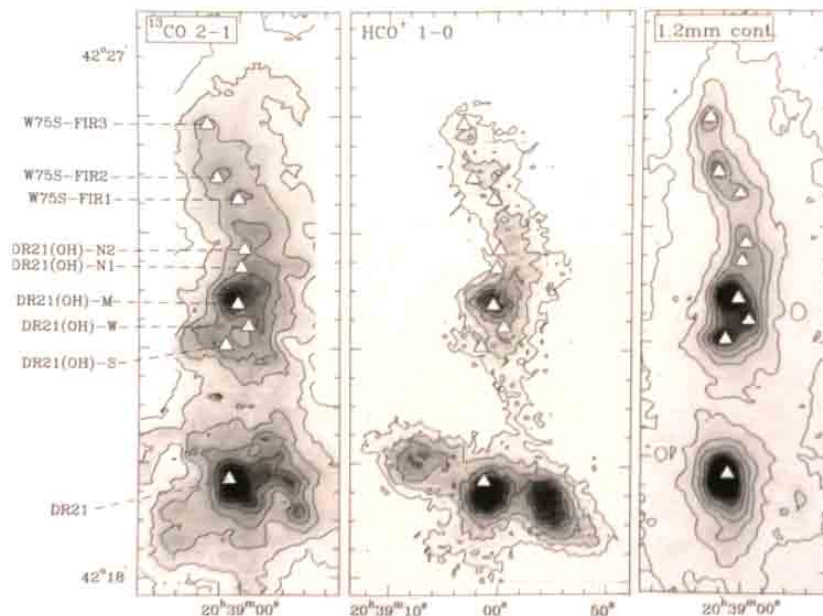


Figura 6.3 Observaciones en las líneas ^{13}CO ($2\rightarrow 1$), HCO^+ ($1\rightarrow 0$) (Schneider et al. 2008) y la de 1.2 mm (Motte et al. 2007) de la región DR21 y DR21 (OH). Los triángulos son fuentes en el continuo.

La región DR21 se encuentra embebida en una nube molecular orientada en dirección nortesur (Figura 6.2) que se extiende sobre $\sim 15'$ (Dickel et al. 1978, Motte et al. 2007). La Figura 6.3 muestra esta nube filamentaria en las líneas moleculares ^{13}CO ($2\rightarrow 1$), HCO^+ ($1\rightarrow 0$) (Schneider et al. 2008) y la de 1.2 mm (Motte et al. 2007). El máser DR21 (OH) (Norris et al. 1982) indica la presencia de objetos estelares jóvenes (YSOs) muy masivos. Fueron detectadas unas fuentes en el lejano infrarrojo (FIR) al norte de la región por Harvey et al. (1986) y fueron llamadas confusamente, W75S FIR1-3. En los mapas de la Figura 6.3 se observa que las fuentes se encuentran embebidas en núcleos densos.

En la imagen 6.1 es claro ver el flujo centrado en DR21, orientado aproximadamente en dirección este-oeste. Smith et al. (2006) sugieren que una estrella tipo O8 ZAMS (secuencia principal de edad cero) es la responsable del flujo de DR21. Cruz Gonzalez et al. (2007) describieron la estructura en velocidad de este flujo en la línea $2.12\mu\text{m}$ del H_2 .

La región DR21 ha sido observada en longitudes de onda del lejano infrarrojo por Harvey et al. (1986), Lane et al. (1990), and Colomé et al. (1995), y en el milimétrico y submilimétrico

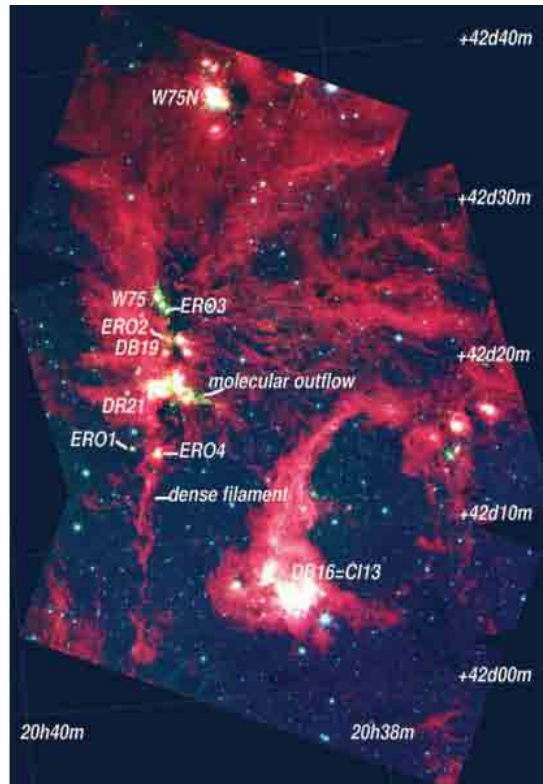


Figura 6.4 Imágenes superpuestas de la cámara IRAC del telescopio espacial Spitzer a $3.6\mu\text{m}$, $4.5\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ revelan la complejidad de la región DR21.

ha sido observada por Richardson, Sandell, y Krisciunas (1989), Chandler et al. (1993), Vallée y Fiege (2006), y Motte et al. (2007). Todos estos estudios revelan la presencia de núcleos densos y una gran abundancia de polvo en la región. Algunos de estos núcleos densos son protoestrellas masivas que producen poderosos flujos de monóxido de silicio SiO (Motte et al. 2007).

El telescopio espacial Spitzer contribuyó con el avance en el estudio de la región DR21/W75N con las observaciones de su cámara IRAC (Infrared Array Camera) a $3.6\mu\text{m}$, $4.5\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ y a $24\mu\text{m}$ y $70\mu\text{m}$ de Marston et al. (2004) (Figura 6.4). En esta última figura es notable lo largo de sus filamentos que se extienden por unos cuantos parsecs y que finalmente convergen en un centro que incluye la región DR21/DR21(OH). Kumar et al. (2007) encuentra que la formación estelar ocurre dentro de estos filamentos.

7 Observaciones y Resultados

7.1. Introducción

Las proto-estrellas masivas viven parte de sus vidas embebidas en los centros de las regiones HII, debido a que estas estrellas generan grandes cantidades de fotones UV muy energéticos (con energías >13.6 eV) que son capaces de ionizar el medio interestelar, arrancando los electrones y protones de los átomos de Hidrógeno y así formando estas regiones.

Al estudiar en el submilimétrico la cinemática de las eyecciones de la región DR21 se observó que ahí pudo haber ocurrido un evento explosivo como aquel observado en Orión BN-KL (Zapata et al. (2009)), probablemente originado por la desintegración de un sistema múltiple masivo (Zapata et al. (2013)). La energía liberada en la desintegración del sistema de estrellas masivas produjo fuertes choques, lo que originó el espectacular outflow molecular observado en la banda del infrarrojo (Figura 6.1). En el centro de la presunta explosión en DR21 se encuentra localizada una región HII ultracompacta muy brillante y extendida (Harris (1973), Immer et al. (2014)). Esta región es extendida preferentemente en una dirección este-oeste con una morfología cometaria, parecida a un flujo de champagane (Immer et al. (2014)). Harris (1973) calculó que al menos hay una estrella tipo O8 en el centro de la región HII de DR21, pero hasta este momento, no se ha encontrado ninguna fuente parecida en la región.

En este trabajo se analizaron datos milimétricos del archivo del SMA y se obtuvieron datos en la banda del infrarrojo (e.g. SPITZER y HERSCHEL) para investigar la posible relación entre este evento explosivo y la prominente región HII de DR21. Se buscaron fuentes infrarrojas, de radio y milimétricas que pudieran explicar el origen de la región HII, como se ha observado en otras regiones similares (por ejemplo en el trapecio en Orión, Smith et al. (2005)). Pero no se encontraron fuentes muy luminosas y masivas en nuestro estudio, lo que sugirió que el evento explosivo podría ser el responsable de la formación de la región HII. Sin embargo, son necesarias mucho más observaciones más sensitivas hacia esta región para confirmar o descartar esta propuesta.

Table 7.1. Parámetros de las observaciones del SMA

Observación	Configuración	$\tau(225 \text{ GHz})$	Calibrador de Fase	Calibradores de Flujo/Bandpass	Frecuencia Central	Rms Ruido [mJy]	Haz Sintetizado	
							Tamaño [arcsec ²]	P.A. [deg.]
Agosto 2011	Extendida	0.1 – 0.3	mwc349a/J2007+404	Urano/3C454.3	230 GHz	2.2	1.2×0.8	-88
Jul/Ago. 2012	Subcompacta	0.2 – 0.3	mwc349a/J2007+404	Urano/3C454.3	230 GHz	47	8.2×7.2	86
Julio 2012	Compacta	~ 0.1	mwc349a/J2007+404	Urano/3C279	230 GHz	3.7	3.6×2.1	56
Agosto 2007	Extendida	–	mwc349a/J2013+370	Urano/3C273	276.5 GHz	2.7	1.1×0.76	88

Note. — Todos los datos fueron obtenidos del archivo del SMA y fueron calibrados/reducidos por la autora de esta tesis.

7.2. Observaciones

Las observaciones fueron hechas con el Submillimeter Array (SMA) localizado en Mauna Kea Hawaii en los EUA durante Julio y Agosto del 2007, 2011 y 2012, ver Tabla 7.1. El SMA en aquellas épocas estuvo en la configuración subcompacta, compacta y extendida. Para obtener un mapa final y de mejor fidelidad concadenamos las tres configuraciones con la tarea de MIRIAD llamada *uvcut* obteniendo una resolución de aproximadamente 2 segundos de arco. Para cubrir toda la región del flujo molecular masivo trazado por la emisión de H₂ (ver Figura 6.1) se observó en modo de mosaico con un espaciamiento ancho a potencia media entre cada apuntado del telescopio.

El correlador del SMA fue configurado con 24 ventanas espectrales de 104 MHz de ancho cada una y con 128 canales distribuidos en cada una de las ventanas espectrales. Esta configuración espectral del correlador permitió una resolución espectral de 0.8125 MHz (1.05 km/s). Los receptores del SMA fueron sintonizados a una frecuencia de 230.5387 GHz en la banda espectral superior (USB) y 220.5387 GHz en la banda espectral inferior (LSB). El ancho total espectral de cada banda es 4 GHz.

La opacidad del cielo en el zenit es dada en la Tabla 7.1. Las opacidades para las diferentes épocas muestran ser razonables. Observaciones de Urano dieron la escala absoluta para la densidad de flujo. Los calibradores usados para obtener la ganancia de fase y amplitud, así como para el "bandpass", son mostrados en la Tabla 7.1.

Los datos obtenidos por el SMA fueron calibrados en MIR y MIRIAD. Las imágenes fueron hechas utilizando sólo MIRIAD. Los ruidos y parámetros del haz sintetizado final, tamaño y ángulo de posición (P.A.), son dados en la Tabla 7.1. Para construir el continuo a esta

frecuencia se utilizó la banda USB de cada observación. Usando ambas bandas espectrales se obtiene un ruido muy similar dentro de un factor de $\sqrt{2}$.

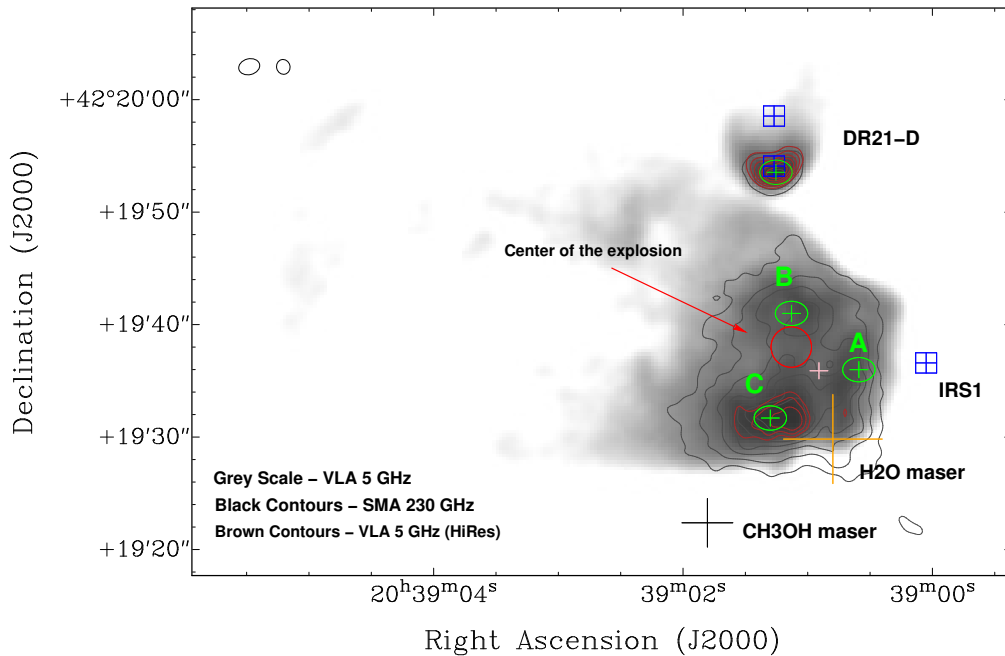


Figura 7.1 Núcleo de la región DR21, imagen del VLA a 5 GHz (escala de grises) sobrepuesta a una imagen del continuo del SMA a 230 GHz (contornos negros). Las elipses verdes con una cruz en el medio señalan las posiciones de las cuatro fuentes de radio reportadas en Harris (1973). Las cruces negras y marrón representan las posiciones de los máseres de CH_3OH y H_2O , respectivamente, reportados en Genzel y Downes (1977); Plambeck y Menten (1990). Los cuadrados azules muestran las posiciones de las fuentes infrarrojas de Spitzer-IRAC reportadas en Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007). La cruz de color rosa representa el pico de la fuente de SCUBA a $850 \mu\text{m}$ reportada en Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007). El círculo rojo representa el centro del explosivo flujo molecular en DR21 reportado en Zapata et al. (2013).

7.3. Resultados y discusión

Los resultados principales de las observaciones en el continuo a 274 y 230 GHz de la región DR21 son mostradas en las Figuras 7.1 y 7.2. En la Figura 7.1 puede observarse que la

Table 7.2. Parámetros de las fuentes compactas del SMA observadas en el milimétrico

Fuente	Posición		Flujo Densidad		Índice Espectral	Tamaño deconvolved ^a			Masa (M_{\odot})
	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ' ")	230 GHz (mJy)	276.5 GHz (mJy)		Maj. (")	Min. (")	P.A. ($^{\circ}$)	
SMA 1	20 39 0.753	+42 19 27.71	60 ± 5	144 ± 15	3.5	0.6	0.3	-3.0	1.7
SMA 2	20 39 1.126	+42 19 30.81	90 ± 8	100 ± 9	0.5	2.3	1.2	70	-
DR21-D	20 39 1.148	+42 19 52.92	380 ± 20	-	-	3.5	1.1	86	-

Note. — (a): Estos datos fueron obtenidos del paquete IMFIT de MIRIAD.

emisión milimétrica traza muy bien la parte más central de la región HII, ver los contornos negros. La imagen de escala en grises es a 5 GHz y fue obtenida del archivo del Very Large Array (VLA) y presentada en Cyganowski et al. (2003). Esta observación del VLA revela el gas ionizado asociado a la región HII localizada en DR21.

Sin embargo, esta imagen (Fig. 7.1) también revela emisión a 5 GHz de la región hipercompacta HII llamada DR21-D localizada al norte. Usando sólo visibilidades del plano (u, v) que tracen emisión compacta ($< 5''$), de las observaciones del VLA pudimos eliminar la mayor parte de la emisión extendida y quedarnos sólo con las fuentes más compactas (ver los contornos rojos). Esta radio emisión revela dos posibles fuentes compactas (asociadas con las fuentes C y D). Para saber si estas radio fuentes son reales debemos de buscar contrapartes a otras longitudes de onda.

Como fue mencionado anteriormente, la imagen del SMA a 230 GHz se obtuvo usando las tres configuraciones, subcompacta, compacta y extendida, recuperando la emisión muy bien de las diferentes resoluciones angulares. La emisión milimétrica está probablemente trazando parte del gas ionizado (libre-libre) y polvo de la región HII. De esta imagen no es posible ver si existe una fuente compacta milimétrica masiva que pueda estar excitando a la región HII DR21. Para buscar fuentes compactas, usamos sólo la configuración extendida, que proporciona una resolución de alrededor de $1''$. Los resultados de estas observaciones son mostradas en la Figura 7.2. En esta imagen son reveladas dos fuentes muy compactas (SMA 1 y 2) que se encuentran en el borde sur de la región HII DR21. Estas fuentes tienen sus contrapartes a 275 GHz. Los parámetros observacionales de las fuentes milimétricas son mostrados en la Tabla 7.2. La fuente SMA1 tiene asociada un máser de agua (Genzel & Downes (1977)), mientras que la fuente SMA 2 es asociada con la radio fuente C (Harris

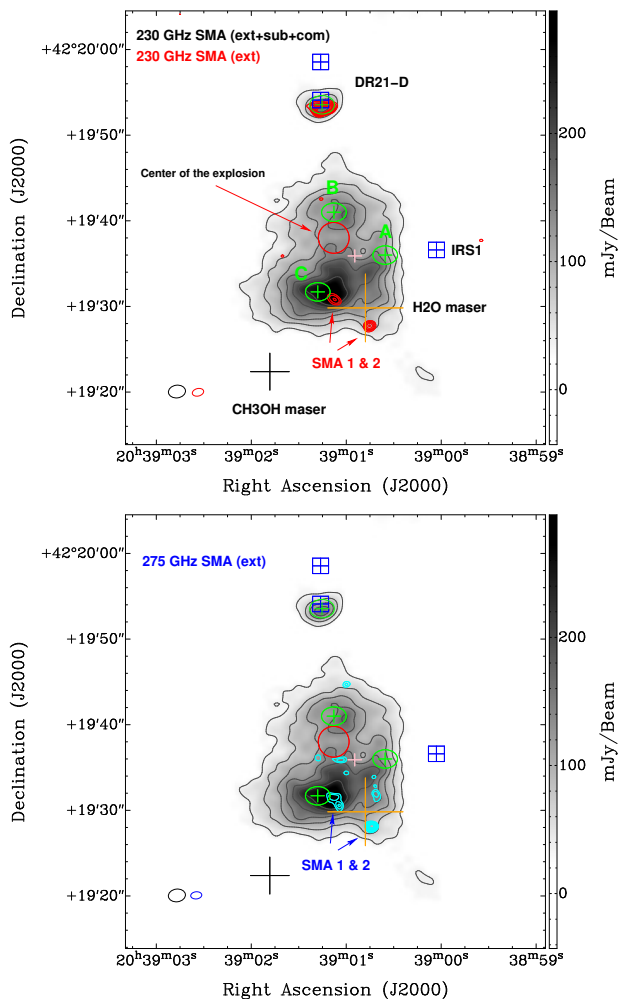


Figura 7.2 Figura superior: Imagen del continuo a 230 GHz (escala en grises y contornos en negro) obtenida de las observaciones en las tres configuraciones del SMA (extendida+compacta+subcompacta) sobrepuesta a la imagen en continuo a 230 GHz (ver la figura 7.1 contornos rojos), usando únicamente la configuración extendida (filtrando la emisión más compacta). Las fuentes compactas en contornos rojos son presentadas por primera vez en este trabajo. Figura inferior: Es la misma que la superior pero los contornos azules representan la emisión del continuo del SMA a 275 GHz. Los símbolos representan la posición de los objetos descritos en la Figura 7.1.

et al. (1973)). Dado que el índice espectral para la fuente SMA 1 es muy pronunciado y asociado a polvo, uno puede estimar su masa (Zapata et al. (2015)). En la Tabla 7.2. damos

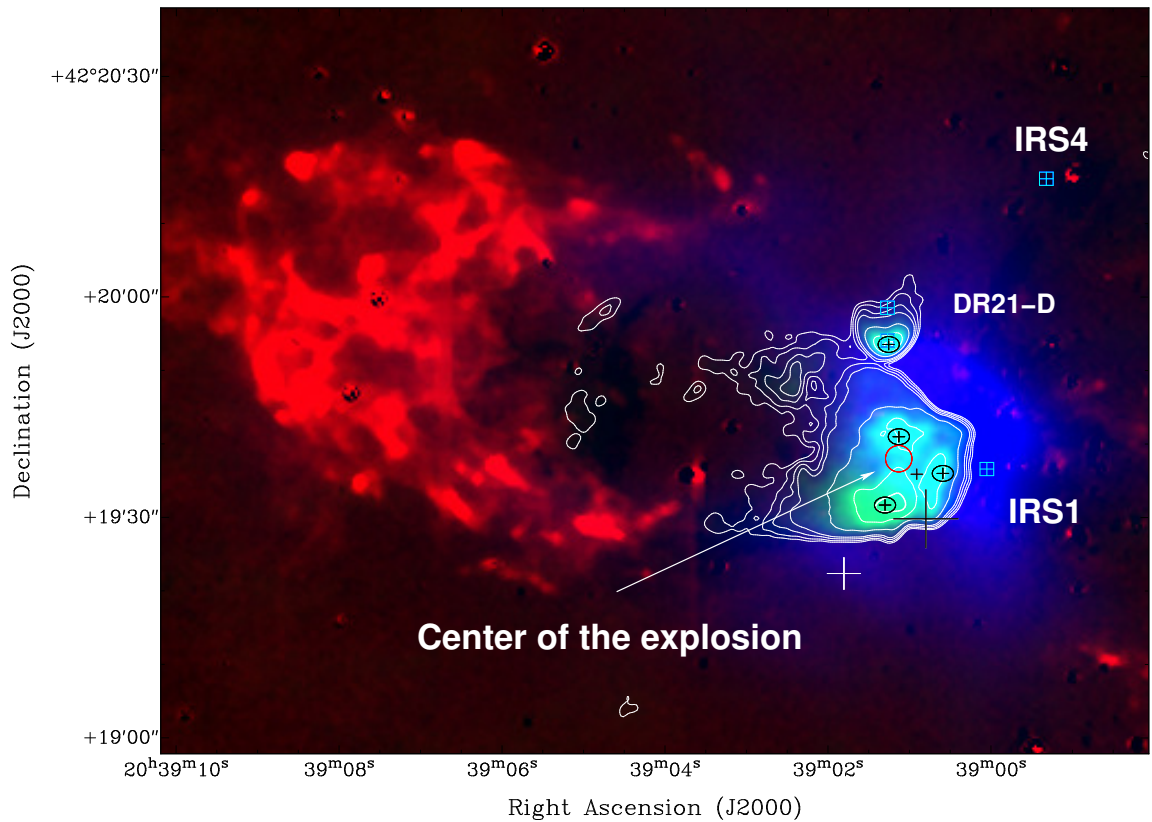


Figura 7.3 Imagen del infrarrojo/radio sobrepuesta a la imagen de emisión continua del VLA a 5 GHz (contornos y escala de verde). En la imagen infrarrojo/radio compuesta a color, el rojo representa el H_2 , el verde a VLA 5 GHz, el azul muestra emisiones de HERSCHEL PACS $70 \mu\text{m}$. Los símbolos representan la posición de los objetos descritos en la Figura 7.1. La posición de la fuente infrarroja llamada IRS4 es de Davis et al. (2007); Kumar et al. (2007).

la masa obtenida para esta fuente. Su masa es muy pequeña ($1.7 M_{\odot}$), comparada a aquella esperada para excitar a la región HII (O8 con una masa de alrededor de $30 M_{\odot}$) y además parece estar muy al sur del centro de la región HII DR21. Para la masa de SMA 2, su índice espectral es mucho más plano y su flujo a estas longitudes de onda es también menor, su naturaleza es incierta. Para el caso de fuentes infrarrojas asociadas con DR21, tenemos que Kraemer et al. (2001) sugirieron que las fuentes infrarrojas asociadas con DR21 son probablemente nubes de reflexión y no fuentes auto-luminosas.

Esto nos lleva a preguntarnos, si no hay fuentes compactas masivas (observadas en el infrarrojo, milimétrico y de radio) asociadas con la región ultra-compacta HII en DR21, ¿qué es entonces lo que está excitando a la región ultra-compacta HII en DR21?. Una segunda posibilidad es que sea excitada por el flujo molecular explosivo que reportaron en Zapata et al. (2013). En la Figura 7.3 hemos sobrepuesto la emisión libre-libre de la región HII, la emisión molecular del H₂ del flujo molecular y la emisión del polvo obtenida con el telescopio infrarrojo Herschel. En esta imagen parece haber una clara conexión entre el flujo molecular y la región HII.

Para investigar la relación entre la explosión y la región HII, se requiere la energía o luminosidades, ya que para poder ionizar una región HII es necesaria una cierta cantidad de energía. Las regiones HII son una etapa muy particular de estrellas jóvenes muy masivas que tienen la suficiente cantidad de radiación para poder ionizar el medio interestelar. Se puede calcular qué tipo de estrella es necesaria para mantener encendida la región HII de DR21.

Se hicieron nuevas imágenes en donde se sobrepusieron mapas del gas chocado (H₂) con mapas del gas ionizado de la región HII, al estudiarlos observamos que posiblemente la explosión tuvo la suficiente energía para poder crear la región HII de DR21.

Comparemos la energía del flujo y la energía de la región HII. La energía cinética del flujo la podemos obtener de las observaciones del monóxido de carbono (CO) y ésta es del orden de $E_{flujo} = 1.2 \times 10^{48}$ erg, para velocidades las mayores a 20 km/s (Garden 1991). Esto es porque sólo una parte de la energía es capaz de ionizar al gas, y es aquella que tiene alta velocidad. El tiempo dinámico de la explosión es de unos 10,000 años (ver Zapata et al. (2013)). Calculamos la luminosidad dividiendo la energía cinética entre el tiempo:

$$L_{flujo} = \left(\frac{1.2 \times 10^{48} \text{ erg}}{10,000 \text{ yr}} \right) \cdot \left(\frac{1 \text{ yr}}{3.15 \times 10^7 \text{ s}} \right) = 3.80 \times 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (7.1)$$

La luminosidad del Sol es $L_{\odot} = 3.84 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ para comparar la luminosidad del flujo con la luminosidad solar tenemos:

$$L_{flujo} = 3.80 \times 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \left(\frac{L_{\odot}}{3.84 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right) = 0.99 \times 10^3 L_{\odot} \sim 1000 L_{\odot}. \quad (7.2)$$

La luminosidad de la región HII es Tasa de fotones ionizantes = $10^{47} \text{ fotones} \cdot \text{s}^{-1}$ (Harris (1973)), son los fotones necesarios para mantener la región. Sabemos que:

$$1.60 \times 10^{-12} \text{ erg} = 1 \text{ eV},$$

como cada fotón tiene por lo menos 13.6 eV de energía entonces:

$$E_{\text{fot}} \geq 13.6 \text{ eV} \cdot \left(\frac{1.6 \times 10^{-12} \text{ erg}}{1 \text{ eV}} \right) \geq 2.176 \times 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{foton}^{-1}, \quad (7.3)$$

entonces los 10^{47} fotones de L_{HII} equivalen a:

$$L_{HII} \geq 10^{47} \text{ fotones} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (2.176 \times 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{foton}^{-1}) \geq 2.176 \times 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (7.4)$$

que comparado con la luminosidad solar, equivale a:

$$L_{HII} = 2.176 \times 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \left(\frac{L_{\odot}}{10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right) = 2.176 \times 10^3 L_{\odot} \sim 2,000 L_{\odot}. \quad (7.5)$$

Lo que nos dice esto es que la explosión tiene la suficiente energía para alimentar la región HII. De esta manera, se puede pensar que la región HII es excitada por un flujo molecular explosivo. Las edades del flujo molecular y la región HII deben de coincidir. Para el flujo molecular Zapata et al. (2013) estimó una edad de 10,000 años. Si tomamos en cuenta que el tamaño de la región HII tiene una tercera parte de un parsec y una velocidad de gas ionizado de unos 40 km/s (Immer et al. 2014), obtenemos una edad de 9,000 años, muy parecida a aquella del flujo molecular. Esto parece argumentar a favor de la relación entre la región HII y el flujo molecular.

Nuestros resultados favorecen a que la región HII prominente de DR21 podría ser excitada por la posible explosión ocurrida hace unos 10,000 años, sin embargo mucho más observaciones a diferentes longitudes de onda y con mayor sensibilidad son necesarias para entender mejor esta posible relación.

7.4. Conclusiones

La región de formación estelar DR21 ha sido de gran interés para los investigadores desde hace muchos años, por ello se han hecho una gran cantidad de estudios para poder entender

cómo es que se formó. En nuestro trabajo se realizaron nuevas observaciones para tratar de encontrar evidencia de fuentes que quizá los trabajos anteriores de otros autores no lograron observar. Pero en nuestras observaciones tampoco encontramos fuentes infrarrojas, ni de radio, ni milimétricas capaces de ionizar la región HII de DR21. Observamos las fuentes ya reportadas anteriormente de baja intensidad, y las nuevas fuentes que encontramos son de baja masa. Esto nos lleva a cuestionarnos sobre otros métodos posibles para ionizar una región HII y lo que calculamos es que los eventos explosivos son otra forma de ionizar una región HII. Lo que proponemos tras los resultados de este trabajo es que la región HII de DR21 está siendo excitada por el flujo molecular explosivo reportado en Zapata et al. (2013) dada la relación observada entre el flujo molecular y la región HII además de que este flujo cuenta con la energía necesaria para formar la región HII. La región DR21 es un caso de esta forma particular de calentamiento. Sería interesante encontrar más regiones con este tipo de características, donde no se han encontrado fuentes capaces de ionizar una región HII y que tengan una morfología de un evento explosivo. También sería conveniente continuar con la tarea de realizar más observaciones a diferentes longitudes de onda y con mayor sensibilidad para entender mejor la posible relación entre eventos los explosivos y las regiones HII.

8 Bibliografía

Belcher, J. (2013). Course Notes: Maxwell's Equations and Electromagnetic Waves. MIT: Cambridge, Massachusetts. <http://web.mit.edu/8.02T/www/materials/StudyGuide/guide13.pdf>

Blundell R. (2007). The Submillimeter Array. abril 26, 2015, de Harvard Sitio web: <http://www.cfa.harvard.edu/sma/>

Carroll, B. & Ostlie D. (2007). An Introduction to Modern Astrophysics. International; 2nd Edition: Pearson Addison-Wesley.

Castaño, A. (2008). Física III. Argentina: Universidad Nacional del Nordeste, Facultad de Ingeniería. <http://ing.unne.edu.ar/pub/fisica3/170308/teo/teo7.pdf>

Chandler, C.J., Gear, W.K., Chini, R., 1993, MNRAS, 260, 337.

Colomé, C., Harvey, P.M., Lester, D.F., Campbell, M.F., & Butner, H.N. 1995, ApJ, 447, 236.

Cruz-González, I., Salas, L., & Hiriart, D. 2007, Rev. Mex. Astron. Astrophys. 43, 337.

Cyganowski, C. J., Reid, M. J., Fish, V. L., & Ho, P. T. P. 2003, ApJ, 596, 344.

Davis, C. J., Kumar, M. S. N., Sandell, G., Froebrich, D., Smith, M.D., & Curie, M. J. 2007, MNRAS, 374, 29.

Davis, C. J., & Smith, M. D. 1996, A&A, 310, 961.

Dickel, J.R., Dickel, H.R. & Wilson, W.J., 1978, ApJ, 223, 840.

Garden, R. P., Geballe, T. R., Gatley, I., & Nadeau, D. 1986, MNRAS, 220, 203.

Garden, R. P., Grolemond, D., & Carlstrom, J., The Evolution of the Interstellar Medium, ASP Conference Series, Vol. 12, 1990, L. Blitz, Ed., p. 317.

Garden, R. P., Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., & Kaifu, N. 1991, ApJ, 374, 540.

Genzel, R., & Downes, D. 1977, A&AS, 30, 145.

8 Bibliografía

- Hanson, M.M., Luhman, K.L., & Rieke, G.H. 2002, *ApJS*, 138, 35.
- Harvey, P.M., Joy, M., Lester, D.F., & Wilking, B.A. 1986, *ApJ*, 300, 737.
- Harris, S. 1973, *MNRAS*, 162, 5P.
- Ho, P. T. P., Moran, J. M., & Lo, K. Y. 2004, *ApJ*, 616, L1.
- Immer, K., Cyganowski, C., Reid, M. J., and Menten K. M. 2014, *A&A*, 563, A39.
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., & Donner, K.J. (2007). *Fundamental Astronomy*, 5th edition. New York: Springer.
- Kraemer, K. E., Jackson, J. M., Deutsch, L. K., Hora, J. L., Fazio, G. G., Hoffmann, W. F., & Dayal, A. 2001, *ApJ*, 561, 282.
- Kumar, M.S.N., Davis, C.J., Grave, J.M.C., Ferreira, B., Froebrich, D. 2007, *MNRAS*, 374, 54.
- Lane, A.P., Haas, M.R., Hollenbach, D.J., & Erickson, E.F. 1990, *ApJ*, 361, 132.
- Lang, K. (2006). *A Companion to Astronomy and Astrophysics, Chronology and Glossary with Data Tables*. New York: Springer.
- Marston, A. P., Reach, W.T., Noriega-Crespo, A., Rho, J., Smith, H. A., Melnick, G., Fazio, G. et al. 2004, *ApJS*, 154, 333.
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Memten, K., Brogière, D., 2007, *A&A*, 476, 1243.
- Norris, R.P., Booth, R.S., Diamond, P.J., Porter, N.D., 1982, *MNRAS*, 201, 191.
- Plambeck, R.L., & Menten, K.M. 1990, *ApJ*, 364, 555.
- Reipurth, B.. (2008). *Handbook of Star Forming Regions Vol. I: Astronomical Society of the Pacific*.
- Richardson, K.J., Sandell, G., & Krisciunas, K. 1989, *A&A*, 224,199.
- Robinson, K. (2007). *Spectroscopy: The Key to the Stars: Reading the Lines in Stellar Spectra (The Patrick Moore Practical Astronomy Series)*. New York: Springer.
- Rodríguez L. F. 1984, *Ciencia*, 35, 163-173.

Rygl, K. L. J., Brunthaler, A., Sanna, A., Menten, K. M., Reid, M. J., van Langevelde, H. J., Honma, M., Torstensson, K. J. E., Fujisawa, K., 2012, A&A 539, A79.

Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., Motte, F., Simon, R., Hennebelle, P., Federrath, C., & Klessen, R., 2010, A&A 520, A49.

Smith, H.A., Hora, J.L., Marengo, M., Pipher, J.L., 2006, ApJ, 645, 1264.

Smith, N., Bally, J., Shuping, R. Y., Morris, M., & Kassis, M., 2005, AJ, 130, 1763.

Stachiotti, M.. Física III. Argentina: Universidad Nacional de Rosario, Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura. <http://www.fceia.unr.edu.ar/fisica3/cap-7-print.pdf>

Vallée, J.P. & Fiege, J.D., 2006, ApJ, 636, 332.

Ward-Thompson, D., & Whitworth, A. P. (2011). An Introduction to Star Formation. United Kingdom: Cambridge University.

Williams L. Simple Derivation of Electromagnetic Waves from Maxwell's Equations. Santa Rosa: Junior College Physics Department. <http://www.santarosa.edu/~lwillia2/42/WaveEquationDerivation.pdf>

Wilson, T. L., Gaume, R. A., Johnston, K. J., & Tieftrunk, A. R. 1995, ApJ, 452, 693.

Zapata L. A., Palau A., Galván-Madrid R., Rodríguez L. F., Garay G., Moran J. M., Franco-Hernández R., 2015, MNRAS, 447, 1826-1833.

Zapata, L.A., Schmid-Burgk, J., Ho, P.T.P., Rodríguez, L.F., and Menten, K.M., 2009, ApJ, 704, 45.

Zapata, L.A., Schmid-Burgk, J., Pérez-Goytia, N., Ho, P.T.P., Rodríguez, L.F., Loinard, L., & Cruz-González, I., 2013, ApJ, 765, L29.

http://es.wikipedia.org/wiki/Ecuaciones_de_Maxwell

<http://es.wikipedia.org/wiki/Nabla>

<http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2000/06/image/a/>

<http://mathworld.wolfram.com/ReuleauxTriangle.html>

<http://shannonmullen.wordpress.com/2008/12/29/places-things-a-very-large-array/>

<http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Introradastro.html>

8 Bibliografía

<http://www.cv.nrao.edu/vla/hhg2vla/node44.html>

<http://www.rumblerum.com/mauna-kea-observatories/>

<https://www.cfa.harvard.edu/sma/>

(2009). Submillimeter Array - Overview. Retrieved from <http://www.cosmosportal.org/view/article/140>