

# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Centro de Radioastronomía y Astrofísica



**El grupo de fuentes de radio hacia G78.4+2.6**

T E S I S

que para obtener el grado de:

**MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

present a :

**Citlali Neria Maya**

bajo la dirección de:

**Dra. Yolanda Gómez Castellanos.**

Morelia, Michoacán, México. Agosto de 2011



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

Quiero agradecer de forma especial a la Dra. Yolanda Gómez y al Dr. Luis F. Rodríguez por todo el apoyo que me brindaron para el desarrollo de esta tesis.

A mi familia y a Manuel muchas gracias por su cariño y apoyo.

Al personal y estudiantes del CRyA, gracias por su amistad y los ratos de esparcimiento.

PARA FIDELINA MAYA URIBE

# Índice general

<b>1. Formación de estrellas de baja masa en la vecindad de estrellas masivas</b>	<b>1</b>
1.1. Formación de estrellas de baja masa . . . . .	3
1.2. Formación de estrellas masivas . . . . .	5
1.2.1. Regiones ionizadas . . . . .	8
1.3. Formación estelar en cúmulos . . . . .	9
<b>2. Observando la emisión de radiocontinuo</b>	<b>17</b>
2.1. La ecuación de transporte radiativo . . . . .	18
2.2. Emisión de radiación a frecuencias de radio. . . . .	20
2.2.1. Radiación térmica, libre-libre . . . . .	21
2.2.2. Radiación no térmica . . . . .	24
2.3. Parámetros físicos de las regiones HII . . . . .	30
<b>3. La región de formación estelar G78.4+2.6</b>	<b>37</b>
3.1. Antecedentes . . . . .	37
3.2. Observaciones . . . . .	41
3.3. Detección de fuentes compactas de radio hacia G78.4+2.6 . . . . .	43
3.3.1. Determinación de parámetros físicos de VLA 1 . . . . .	46
3.3.2. Variabilidad temporal . . . . .	47
3.4. Otras fuentes en el campo . . . . .	52
<b>4. Conclusiones y trabajo a futuro</b>	<b>55</b>

# Capítulo 1

## Formación de estrellas de baja masa en la vecindad de estrellas masivas

La población estelar en nuestro Universo es muy variada, podemos encontrar estrellas semejantes a nuestro Sol, algunas con masas inferiores e incluso estrellas mucho más grandes y luminosas. La vida de una estrella es muy larga (aproximadamente  $10^{10}$  años para una estrella como nuestro Sol), en comparación con la vida humana, pero gracias a que la muestra estelar en nuestra galaxia es amplia, ha sido posible estudiar y definir características de estrellas con diferentes edades estelares. Las estrellas se suelen clasificar, respecto a su masa (McKee & Ostriker 2007), en estrellas de baja masa ( $M \leq 8 M_{\odot}$ ) y estrellas masivas ( $M > 8 M_{\odot}$ ), aunque la masa límite en esta clasificación no está bien definida. De acuerdo con observaciones estelares y teorías de evolución estelar se sabe que el tiempo de evolución de una estrella de secuencia principal es inversamente proporcional a su masa aproximadamente a la cuarta potencia ( $L \propto M^4$ ), es decir, la evolución de una estrella y su tiempo de vida varían dependiendo de la masa de la misma (Prialnik 2000).

Además, se ha observado que la formación estelar es un proceso que permanece activo actualmente no sólo en nuestra galaxia sino en muchas otras galaxias del universo, por ejemplo en la Gran Nube de Magallanes y en M33 (ver Blitz et al. 2005). Hoy en día, existe un consenso acerca de las etapas principales del proceso de formación de estrellas de baja masa, sin embargo, en el caso de la formación de estrellas masivas aun existen amplias interrogantes que no han permitido establecer un consenso sobre el mecanismo que

describa claramente su proceso de formación.

De acuerdo con las observaciones, el nacimiento de las estrellas tiene su origen en el seno de las regiones más densas del medio interestelar, las nubes moleculares (ver Lada & Lada 2003; McKee & Ostriker 2007). En éstas, la estrella masiva recién formada ioniza el gas que la rodea creando lo que se conoce como una región ionizada (HII).

La observación de varias regiones HII ultracompactas (UC) rodeadas por grupos embebidos de estrellas de baja masa nos presenta un escenario de regiones de formación estelar activas, en las cuales conviven al mismo tiempo estrellas masivas y estrellas de baja masa (por ejemplo: GGD14 reportada por Gómez, Rodríguez & Garay 2002 y Orión reportada por Zapata et al. 2004). Se ha sugerido que las estrellas masivas podrían inducir o incluso inhibir la formación de estrellas de baja masa (ver Bally 2003; Megeath et al. 2002). Estas propuestas se basan en las observaciones que muestran a estrellas masivas tipo OB ionizando y fotodisociando las nubes moleculares en donde se formaron, debido a la intensa radiación ultravioleta de las estrellas masivas recién formadas. Aunado a ello también se les ha observado barrer gas molecular con sus vientos y sus frentes de ionización, con lo cual podrían propiciar la creación de regiones de mayor densidad estimulando la creación de nuevas estrellas. Un ejemplo de los efectos que tiene la formación de una estrella masiva en el gas que las rodea, lo podemos encontrar en las observaciones reportadas en el 2010 por Gómez y colaboradores, quienes presentan la detección de HI (21 cm), hacia la región HII asociada al cúmulo estelar GGD 14, en la cual se encontró que la región fotodisociada alrededor de la región HII, es diez veces mayor que la región ionizada y exhibe una morfología cometaria similar al de la región HII, indicando que el gas de hidrógeno neutro se encuentra en expansión al igual que el gas ionizado, ambos producidos por la estrella masiva. Por otro lado, al final de sus vidas se ha observado que las estrellas masivas explotan como supernovas y con ello son capaces de inhibir la formación de estrellas en la vecindad o formar nuevas estrellas. Se estima que una vez formada la estrella OB, la destrucción de la nube materna ocurre en una escala de tiempo de 0.1 millones de años (Megeath et al. 2002).

Por ello, obtener información de la vecindad donde nacen las estrellas masivas, realizando observaciones de regiones con formación estelar activa, es necesario para esclarecer como se forman las estrellas masivas y su relación con la formación de estrellas de baja masa.

## 1.1. Formación de estrellas de baja masa

Los modelos de formación estelar coinciden en que las estrellas son concebidas en las nubes moleculares gigantes (NMG), las cuales abarcan espacios que miden decenas de parsecs y tienen densidades promedio de hidrógeno molecular ( $H_2$ ), aproximadas, de  $50 \text{ cm}^{-3}$  (Lizano 1996). Se ha encontrado también, que la autogravedad de las NMG no es suficiente para que estas colapsen debido a que las fuerzas generadas por los campos magnéticos, la turbulencia y la presión térmica dentro de la nube actúan en sentido opuesto a la gravedad. Sin embargo, las NMG no son regiones homogéneas, contienen regiones que difieren por ordenes de magnitud en densidad y temperatura, lo cual hace posible que en las regiones más densas de estas nubes se formen condensaciones de gas gravitacionalmente inestables (a los cuales denominaremos núcleos) dando inicio a la formación estelar. Actualmente existen varios modelos que describen el proceso por el cual se forman los núcleos, un resumen de ellos se puede encontrar en el trabajo de McKee & Ostriker (2007).

Una descripción generalizada de como nacen las estrellas de baja masa se da cuando en los núcleos, la inestabilidad da lugar a una fase de caída libre de adentro hacia afuera. Como resultado de este colapso, en el centro del núcleo se forma una protoestrella con un disco circunestelar en rotación, el cual acreta material de la envoltura de gas y polvo que los rodea. La protoestrella aumenta su masa rápidamente al ser alimentada por el disco circunestelar y por la envoltura de gas y polvo. La luminosidad de la protoestrella en esta etapa se produce principalmente por la acreción de material de la envoltura (ver figura 1.1). A la par del proceso de acreción, potentes vientos inducidos por el campo magnético, expulsan material por los polos de la protoestrella (ver O'Dell & Beckwith 1997; Klein et al. 2007) ayudando de esta forma a la expulsión del momento angular excedente del sistema. En la parte más interna del viento, parte del material eyectado es colimado dando lugar a la formación de un flujo colimado tipo chorro que aparece en dirección diametralmente opuesta y perpendicular al disco. Estos flujos de material o chorros afectan directamente la evolución de la nube molecular donde se forma la estrella, pues además de transferir energía y momento al gas circundante, pueden generar cavidades dentro de la nube, inducir turbulencia, influir en la evolución química de la nube (ver Bally et al. 2007) y contribuyen a disipar la envoltura de gas y polvo (ver Lizano 2003). Observacionalmente se ha comprobado la existencia de los vientos asociados a esta primera fase de la formación estelar por la observación de los objetos llamados Herbig-Haro (HH) y de flujos moleculares bipolares (ver Pravdo et al. 1985; McKee & Ostriker 2007). Los objetos HH son regiones de gas

ionizado inmersos en un gas neutro frío, producidas por el choque del viento estelar de la estrella excitadora con el gas denso de la nube. Por su parte, los flujos moleculares bipolares, consisten en lóbulos de gas molecular denso que se expanden a velocidades que pueden ser bajas ( $v \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) o altas ( $v > 100 \text{ km s}^{-1}$ ); su existencia se interpreta como consecuencia de la aceleración del gas que rodea a la protoestrella por su interacción con el viento estelar colimado (ver McKee & Ostriker 2007). En esta etapa el material de la envoltura poco a poco dejará de alimentar la protoestrella y únicamente caerá material sobre el disco, dando paso a la siguiente etapa de la formación estelar conocida como estrella pre-secuencia principal con un disco remanente. En esta etapa, si la estrella de pre-secuencia principal es de baja masa,  $M \leq 2M_{\odot}$ , se le denomina estrella T-Tauri pero si la estrella de pre-secuencia principal es de mayor masa,  $2M_{\odot} < M \leq 10M_{\odot}$ , se le conoce como estrella Ae/Be de Herbig.

Las estrellas T-Tauri se encuentran inmersas en la nube de polvo, pero en algunos casos pueden ser visibles a longitudes de onda del óptico cuando no se encuentran demasiado embebidas en la nube; ellas evolucionan a estrellas de tipo espectral F-M (ver Stahler & Palla 2004; Hartmann 2009; Osten & Wolk 2009) y se clasifican en dos tipos: estrellas T-Tauri clásicas y estrellas T-Tauri débiles. Las estrellas T-Tauri clásicas (TTc) se caracterizan por tener fuertes líneas de emisión  $H\alpha$ , exceso de emisión a longitud de onda del infrarrojo y emisión a longitudes de onda de radio debida a procesos de origen térmico asociados a vientos parcialmente ionizados (Feigelson & Montmerle 1999). La fenomenología de las estrellas TTc, suele explicarse con modelos que describen el comportamiento de una estrella interactuando con un disco de acreción circundante, el cual es ópticamente grueso (Feigelson & Montmerle 1999). Por su parte las estrellas T-Tauri débiles (TTd), deben su nombre a su débil emisión de líneas  $H\alpha$ , además carecen de exceso de emisión a longitud de onda del infrarrojo y su emisión a longitudes de onda de radio se asocia a procesos de origen no térmico (ver Feigelson & Montmerle 1999; Hartmann 2009). Las distribuciones espectrales de energía, derivadas de observaciones en el infrarrojo de estrellas TTd, se asemejan a la esperada por un cuerpo negro. Por esta razón, se sugiere la ausencia del disco de acreción o en caso de existir se espera que posea un tamaño pequeño y sea ópticamente delgado (André 1996; Feigelson & Montmerle 1999). Ambos tipos de estrellas T-Tauri presentan emisión en rayos X y grandes variaciones de luminosidad (a longitudes de onda de radio y rayos X) en intervalos de tiempo cortos (ver Carrol & Ostlie 2007). Ejemplo de esta variabilidad en la luminosidad es el caso de la estrella DoAr21 en  $\rho$  Ofiucus de la cual se observó una variación en el flujo en una escala de tiempo de horas (ver Feigelson & Montmerle 1985; Stahler & Palla 2004). Otro caso similar lo encontramos en las fuentes del

cúmulo LkH $\alpha$  101 para las cuales Osten & Wolk (2009) reportan variabilidad a longitudes de onda de radio en escalas de tiempo de décadas, días y horas. Se ha sugerido que la pérdida del disco de acreción de las estrellas TTd puede involucrar la formación planetaria (Feigelson & Montmerle 1999), sin embargo, esta hipótesis aun permanece sin confirmar. Aunada a esta interrogante, se encuentra la pregunta de ¿cuál es la diferencia fundamental entre las estrellas TTc y las estrellas TTd?, pues hasta ahora las observaciones indican que ambas clases de objetos presentan edades en el mismo intervalo,  $10^6$ - $10^7$  años (Feigelson & Montmerle 1999). Observaciones a longitudes de onda centimétricas, de objetos estelares en esta etapa evolutiva son un medio eficaz para estudiar vientos ionizados y campos magnéticos alrededor de estrellas TT y estrellas Ae/Be de Herbig (André 1996).

Después de pasar por estas etapas de vida la estrella comenzará su evolución pre-secuencia principal, tiempo durante el cual continúa el colapso gravitacional hasta alcanzar la temperatura necesaria para iniciar la fusión de hidrógeno en helio y convertirse con ello en una estrella de secuencia principal, como lo es nuestro Sol.

## 1.2. Formación de estrellas masivas

A diferencia del conocimiento que se tiene sobre la formación de las estrellas de baja masa, aún no existe un consenso sobre el proceso que da origen a las estrellas masivas. Las teorías que se han propuesto para describir la formación de estrellas masivas están divididas. Algunos autores han propuesto que las estrellas masivas pueden tener su origen en la fusión de estrellas de baja masa (ver Bonell, Bate & Zinnecker 1998; Bally & Zinnecker 2005), mientras que otros se inclinan por un escalamiento del proceso de formación de estrellas de baja masa (ver Garay & Lizano 1999). Recientemente, en el 2003 Garay y colaboradores reportaron la fuente IRAS 16547-4247, considerada como una región de formación estelar masiva, siendo el objeto estelar joven más luminoso que presenta un chorro colimado impulsado por la estrella masiva en proceso de formación. Este trabajo y los posteriores realizados hacia esta región de formación estelar (ver Brooks et al. 2003; Rodríguez et al. 2005; Franco-Hernández et al. 2009) confirman la existencia en IRAS 16547-4267 de un objeto estelar central de aproximadamente  $M \sim 30 M_{\odot}$  (ver Franco-Hernández et al. 2009), con chorros colimados ionizados y estructuras tipo disco alrededor de la estrella, apoyando que el proceso de formación es similar al de estrellas de baja masa. También en el 2005 Patel y colaboradores reportaron la existencia de una estructura tipo disco alrededor de una protoestrella masiva de  $\sim 15M_{\odot}$  en la región de formación estelar

6 1. Formación de estrellas de baja masa en la vecindad de estrellas masivas

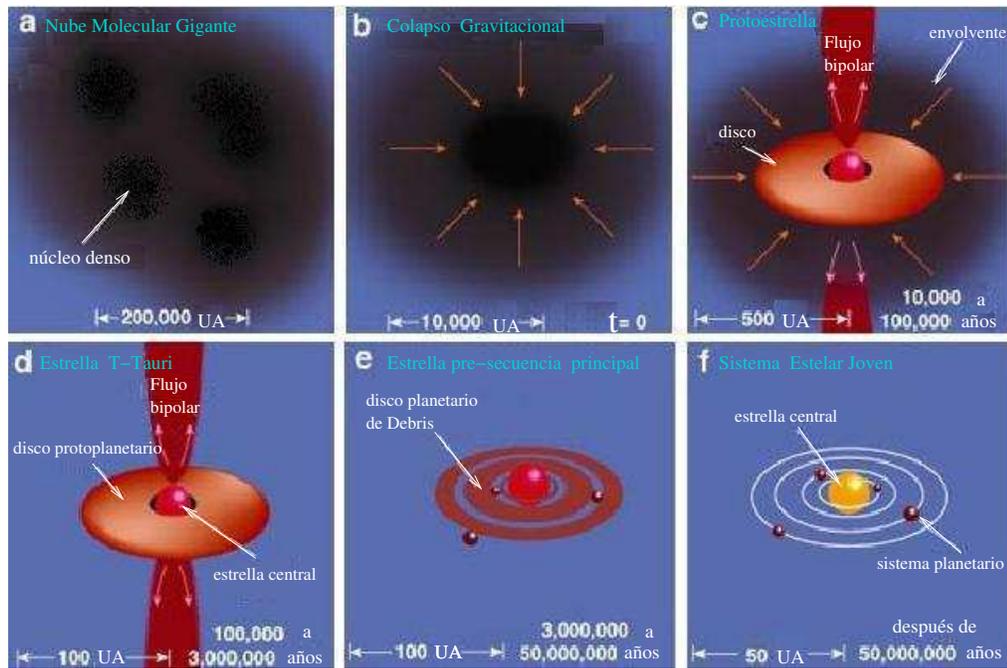


Figura 1.1: Etapas evolutivas en la formación de estrellas de baja masa. Dentro de las nubes moleculares gigantes (NMG) se forman regiones muy densas (a) gravitacionalmente inestables (núcleos) que con el tiempo llegan a colapsar (b). Con el colapso de un núcleo, se forma una protoestrella, con un disco circunestelar dentro de una envoltente de gas y polvo (c). Conforme la envoltente de gas y polvo se hace más tenue, el objeto se puede observar a longitudes de onda del visible, presentándose como una estrella T Tauri (d). Después de algunos millones de años el disco se disipa, dejando al descubierto una proto-estrella, que en algunos casos tendrá planetas recién formados orbitando a su alrededor (e). La estrella continúa su colapso gravitacional, hasta que su temperatura central es la suficiente ( $T \geq 10^7 \text{K}$ ) para permitir la fusión nuclear y se convierta en una estrella de secuencia principal (f). UA = Unidad Astronómica ( $1.5 \times 10^{13} \text{cm}$  distancia promedio entre la Tierra y el Sol). Figura obtenida de Greene (2001).

de Cefeo A. Estos trabajos favorecen la idea que plantea la formación de estrellas masivas como un escalamiento de la formación de estrellas de baja masa. Sin embargo, se conoce la existencia de estrellas mucho más masivas del orden de  $M \sim 100 M_{\odot}$  (ver Lang et al. 2001; Figer et al. 2002) y no es claro si éstas se puedan formar por un proceso similar al que siguen las estrellas de baja masa, pues se sabe que la luminosidad de las estrellas es directamente proporcional a la cuarta potencia de la masa ( $L \propto M^4$ ), lo cual implica que para una estrella muy masiva, la radiación producida ejerce una fuerza hacia

el exterior, que eventualmente será capaz de detener el proceso de acreción dificultando la formación de estrellas muy masivas. Lo cierto es que todavía se requieren observaciones de mayor resolución angular, y de otras regiones de formación de estrellas masivas, para poder esclarecer si alguna de las dos teorías reproduce mejor el proceso de formación de este tipo de estrellas, si estas se forman por una combinación de las dos teorías existentes, o si se deben considerar otros factores que aún no se han tomado en cuenta. Pero para ello hemos de esperar la siguiente generación de telescopios, que nos ayuden a encontrar la respuesta a las preguntas existentes en torno a este tema.

La dificultad para crear un modelo de formación de estrellas masivas se debe en parte a los obstáculos existentes para observar la formación de estas estrellas. Entre estos obstáculos encontramos que la abundancia de estrellas masivas es pequeña, y las regiones donde se forman se encuentran a distancias muy lejanas de nosotros, lo que limita la resolución física de nuestras observaciones. Aunado a lo anterior se encuentra la rápida evolución de las estrellas masivas, pues las escalas de tiempo dentro de las cuales evolucionan estas estrellas son mucho menores que las correspondientes a la evolución de una estrella de baja masa (Garay & Lizano 1999). Debido a que la escala de tiempo para formar la protoestrella es del orden del tiempo de caída libre  $t_{cl} = \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}}$  donde  $R$  es la distancia radial,  $G$  la constante gravitacional y  $M$  representa la masa, mientras mayor sea la masa que colapsa menor será el tiempo para formar la protoestrella. Además si consideramos al tiempo que tarda una protoestrella en evolucionar a estrella de secuencia principal, el cual es del orden de la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz  $t_{KH} = \frac{GM_*^2}{RL}$ , esto nos indica que una estrella más luminosa durará menos tiempo como estrella pre-secuencia principal. Una vez que la estrella inicia la fusión de hidrógeno en helio, el tiempo durante el cual permanece en la etapa de secuencia principal está dado por  $t_{SP} \propto M^{1-\eta}$  donde  $\eta$  tiene valor entre 3 y 5, lo cual predice que las estrellas masivas permanecen en esta etapa menos tiempo que las estrellas de baja masa (ver Prialnik 2000; Kippenhahn & Weigert 1990).

Por otra parte, el polvo circunestelar absorbe la radiación emitida por la estrella, de aquí que el ambiente de las estrellas masivas jóvenes se describa a través de sus componentes ionizada, atómica y molecular requiriendo observaciones a longitudes de onda correspondientes al infrarrojo, milimétrico y radio. Además, la estrella masiva produce fotones con energías correspondientes al ultravioleta (UV), y posiblemente desarrolle fuertes vientos que afectan drásticamente las condiciones físicas, estructura y química de los alrededores (Garay & Lizano 1999). Esto implica la presencia de dos eventos que no se observan en la formación de estrellas de baja masa, presión de

radiación y fotoionización (McKee & Ostriker 2007). Como se indicó al inicio de este capítulo, a la región de gas ionizado que se produce en la etapa donde la estrella masiva ioniza sus alrededores se le conoce como región ionizada ultracompacta y es común que se denomine así a esta etapa evolutiva de las estrellas masivas.

En las últimas décadas, la observación de regiones HII UC ha sido pieza clave en la investigación de las regiones de formación estelar masiva y su estudio sigue siendo importante para esclarecer el proceso por el cual se forman y su impacto en el entorno donde observamos estrellas de baja masa.

### 1.2.1. Regiones ionizadas

Las regiones HII se forman debido a la ionización del hidrógeno de las nubes moleculares, producida por la radiación de las estrellas masivas recién formadas. Una característica de las regiones HII es que su temperatura ( $\sim 10^4 K$ ) es más alta en comparación con la temperatura del gas neutro que la rodea ( $\sim 100 K$ ). Observacionalmente, las regiones HII se pueden estudiar a través de la radiación en el continuo de radio y las líneas de recombinación (Burke & Graham-Smith 1997; Rohlfs & Wilson 1996). En el plasma de iones y electrones libres formado después de la fotoionización, algunos electrones son acelerados por los protones, en órbitas no ligadas, como consecuencia de esta interacción se genera radiación térmica (libre-libre)<sup>1</sup>. Otros, debido a la interacción fuerte de Coulomb entre protones y electrones, son capturados por los iones recombinándose en cualquier nivel energético, para posteriormente decaer en cascada hasta llegar al estado base, emitiendo fotones al pasar de un nivel a otro de menor energía. Esto da origen a las líneas de recombinación que corresponden a distintas bandas del espectro electromagnético. La energía del fotón producido en la recombinación del átomo de hidrógeno esta dada por (ver Westpfahl 1999):

$$h\nu = I_H \left[ \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right], \quad (1.1)$$

donde  $I_H$  es el potencial de ionización del hidrógeno (13.6 eV),  $n_1$  es el número cuántico principal del nivel inferior de la transición y  $n_2$  es el número cuántico principal del nivel (de mayor energía) en que se encontraba el electrón.

Las regiones HII compactas, fueron identificadas por primera vez en el año 1967 por Mezger y colaboradores. Ellos las describieron como pequeñas regiones (de tamaños de 0.6 a 0.4 pc), de alta densidad de hidrógeno ionizado ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), embebidas en regiones más extendidas ( $\sim 10 \text{ pc}$ ) de hidrógeno ionizado de baja densidad electrónica ( $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ). Posteriormente en 1989

---

<sup>1</sup>Ver capítulo 2 para una descripción más detallada de la radiación libre-libre.

Wood & Churchwell hicieron una primera caracterización de regiones HII UC a partir de la observación de setenta y cinco regiones, como aquellas con tamaños  $\leq 0.1$  pc, densidades  $\geq 10^4$  cm<sup>-3</sup> y medidas de emisión  $\geq 10^7$  pc cm<sup>-6</sup>. Con el paso de los años, las observaciones realizadas a estos objetos, fueron mostrando que no todas las regiones HII UC son iguales. Por tal motivo se propuso una nueva clasificación de estos objetos designando regiones HII UC con emisión extendida a aquellas regiones que pueden ser pequeñas, muy densas y que forman parte de estructuras mucho más grandes. A las otras regiones que parecen ser un orden de magnitud más pequeñas y dos ordenes de magnitud más densas que las regiones HII UC tradicionales, se les designó como regiones HII hipercompactas (Churchwell 2002; Kurtz 2002). En general, el gas y polvo que rodean a las regiones ionizadas no permiten a su radiación salir al exterior pues la absorben casi totalmente, es por ello que para estudiarlas es necesario observarlas a longitudes de onda correspondientes al infrarrojo, milimétrico o radio. Para que sean detectables a longitudes de onda de radio las regiones HII UC deben tener una luminosidad mínima, equivalente a la de una estrella B3 de secuencia principal (ver Churchwell 2002).

La morfología de las regiones HII UC puede variar entre las siguientes: cometaria, irregular, núcleo-halo, cáscara esférica, estructura con pico (ver Wood & Churchwell 1989) y bipolar (ver Churchwell 2002 y referencias citadas en ese artículo). Se considera que la morfología de la región HII UC, depende de varios factores como son su edad, la dinámica del gas ionizado y molecular, la estructura de densidad del medio ambiente interestelar y el movimiento de la región ionizada con respecto al medio ambiente (ver Churchwell 2002). Por ejemplo, en el caso de las cáscaras esféricas, se ha propuesto que la estrella central produce estas cavidades con la presión de su radiación y su viento, empujando hacia afuera el gas muy cercano que puede o no ser homogéneo (Carral et al. 2002).

Ya sea por su morfología o la radiación que emiten, el estudio de las regiones HII UC es importante para describir el escenario donde se forman las estrellas masivas, que algunas veces suelen formarse junto con estrellas de menor masa, como veremos más adelante.

### 1.3. Formación estelar en cúmulos

Los resultados de observación estelar publicados hasta el momento han mostrado que las estrellas no se forman de manera aislada, por el contrario suelen formarse en grupos. Usualmente se encuentra que las estrellas jóvenes forman parte de sistemas múltiples que van desde aquellos de alta densidad

estelar denominados cúmulos<sup>2</sup>, los cuales en general se encuentran gravitacionalmente ligados; a aquellos donde la interacción gravitacional es muy débil denominados asociaciones, las cuales se extienden en amplias regiones con extensiones aproximadas de 100 pc o más (ver Stahler & Palla 2004).

Lada & Lada (2003) señalan que los cúmulos y asociaciones, pueden clasificarse, dependiendo de su interacción con la materia interestelar, en dos clases: cúmulos expuestos y cúmulos embebidos. Los cúmulos expuestos se caracterizan por la ausencia o presencia mínima de materia interestelar en la región que abarca el cúmulo. Por el contrario, los cúmulos embebidos se encuentran muy oscurecidos por el gas molecular y el polvo ambiental, cuyas densidades son altas comparadas con las de regiones cercanas. Debido a ello los cúmulos embebidos son observables, en su mayoría, únicamente a longitudes de onda del infrarrojo o radio. En términos evolutivos los cúmulos embebidos se consideran los sistemas estelares más jóvenes y antecesores de los cúmulos expuestos.

Se ha observado que los cúmulos estelares contienen, dentro de un espacio volumétrico relativamente pequeño, una muestra significativa de estrellas cuyas masas abarcan un amplio intervalo de valores. Estas estrellas al parecer nacieron de la misma nube molecular en un intervalo de tiempo aproximado de  $10^6$  años (Palla & Stahler 2000; Megeath et al. 2002). También se ha encontrado que las estrellas masivas suelen encontrarse en cúmulos que además de estrellas masivas pueden contener estrellas de masa intermedia y estrellas de baja masa. En contraparte, se han observado grupos estelares formados únicamente por estrellas de baja masa. Otras diferencias que se han identificado en la formación de estrellas masivas y de baja masa, radican en la densidad, temperatura y velocidad de dispersión de las nubes moleculares donde nacen las estrellas, en general estos parámetros físicos suelen ser mayores en los sitios de formación de estrellas masivas comparados con los valores que tienen en las nubes moleculares donde se forman sólo estrellas de baja masa (Wilking 1989; McKee & Ostriker 2007). Estas diferencias llevaron a proponer que la formación estelar se puede presentar de dos formas distintas (Shu, Adams & Lizano 1987; Lizano & Shu 1989; McKee & Ostriker 2007). En aquellas nubes moleculares donde la formación de estrellas ocurre con el colapso generalizado de la nube (supercríticas), se presenta fragmentación y se dan las condiciones necesarias para la formación tanto de estrellas masivas como de estrellas de baja masa. Mientras que en aquellas nubes donde se pre-

---

<sup>2</sup>La densidad de un cúmulo no ha sido definida claramente, para Testi, Palla & Natta (1999) los cúmulos densos tienen densidades estelares  $\geq 10^3 pc^{-3}$ , Adams y Myers (2001) definen los cúmulos como sistemas de más de 100 estrellas, y para Lada & Lada (2003), un cúmulo estelar es un grupo de 35 o más estrellas físicamente relacionadas cuya densidad de masa estelar excede  $1.0 M_{\odot} pc^{-3}$

senta una evolución cuasiestática debido a la difusión ambipolar del campo magnético, que la soporta contra la gravedad (subcríticas), se formarán sólo estrellas de baja masa (Nakano 1979; Shu, Adams & Lizano 1987; Lizano & Shu 1989; Lizano 1996; Li & Nakamura 2002; McKee & Ostriker 2007).

Los grupos dentro de los cuáles nacen las estrellas suelen clasificarse, de acuerdo a la masa de sus miembros más prominentes, de la siguiente forma (Stahler & Palla 2004):

- Asociaciones T, conformadas por estrellas de baja masa, en su mayoría estrellas T-Tauri, nacidas en sistemas donde no se formaron estrellas masivas, ejemplos de estas asociaciones son la conocida Tauro-Auriga y NGC 1333 en la nube de Perseo.
- Asociaciones R, se constituyen principalmente por estrellas jóvenes de masa intermedia. Usualmente se componen por una docena, aproximadamente, de estrellas tipo A y B, entremezcladas con estrellas de baja masa, las cuales suelen ser estrellas T-Tauri en su mayoría, desplegadas en regiones de alrededor de 10 pc. La mayor parte de las estrellas de masa intermedia que forman estas asociaciones se encuentran en la fase de secuencia principal, aunque observacionalmente se han encontrado indicios de que algunas se encuentran en una etapa de pre-secuencia principal. Un ejemplo de este grupo estelar es la asociación Cefeo R2, localizada en la región denominada Llama de Cefeo (ver Kun et al. 2000 y autores citados en ese artículo).
- Asociaciones OB. Estrellas masivas pertenecientes a grupos separados, conformados por algunas docenas de estrellas, forman las asociaciones OB. Ejemplo de este tipo de asociación, es la presente en la nube de Orión, donde una de las estrellas más luminosa ( $\zeta$  Orionis) tiene una masa de aproximadamente  $49 M_{\odot}$ . Observaciones realizadas en el infrarrojo han revelado que en esta asociación se han encontrado muchas estrellas jóvenes de baja masa.

Algunos autores han sugerido que el número de miembros en dichos grupos depende de la masa de la estrella más masiva en el grupo, de forma que, grupos constituidos únicamente por estrellas de baja masa, son grupos aislados de pocos objetos por parsec cúbico, mientras que aquellos con estrellas masivas forman cúmulos densos ( $\geq 10^4$  estrellas por  $pc^{-3}$ ), como en el caso del cúmulo del Trapecio en Orión (ver Testi, Palla & Natta 1999 y autores citados en ese artículo). Cuando la estrella más masiva del grupo pertenece a los objetos estelares jóvenes de masa intermedia, ( $2 \leq \frac{M}{M_{\odot}} \leq 15$ ), Testi, Palla & Natta (1999) proponen que la presencia de grupos o pequeños cúmulos

alrededor de estos objetos es segura, y que la densidad de estos, marca la transición de baja densidad en las asociaciones T-Tauri ( $\leq 10 \text{ pc}^{-3}$ ), a los cúmulos densos ( $\geq 10^3 \text{ pc}^{-3}$ ) alrededor de estrellas tipo B5 o más tempranas.

En el disco galáctico la mayoría de las estrellas parecen haberse formado en cúmulos estelares embebidos, de ahí que el estudio de estos sistemas es de suma importancia para poder entender las propiedades de la población galáctica y comprobar las teorías de evolución estelar (Lada & Lada 2003). Muchas de las estrellas que conforman éstos cúmulos son intrínsecamente más débiles que aquellas detectadas primero (ver Stahler & Palla 2004), no obstante al estudiar los cúmulos embebidos se debe tomar en cuenta que algunas de las estrellas observadas pueden ser estrellas de campo, por ello para establecer la pertenencia al cúmulo se utilizan los movimientos propios de los miembros individuales, técnicas de espectroscopía y fotometría multicolor.

Aunado a estos estudios, observaciones combinadas a diferentes longitudes de onda son especialmente útiles para describir la morfología de los cúmulos embebidos, en muchos casos este tipo de estudios han revelado la existencia de cúmulos estelares alrededor de regiones HII o nebulosas de reflexión ya conocidas, de las cuales se infiere la presencia de al menos una estrella tipo B u O (Stahler & Palla 2004). Un claro ejemplo de este caso es la región de formación estelar en Orión B (ver Figura 1.2).

La observación de cúmulos estelares jóvenes a longitudes de onda del infrarrojo cercano ha sido importante en el estudio de regiones de formación estelar debido a que a esta longitud de onda las observaciones son poco afectadas por extinción por polvo. En particular la banda K ( $2.2\mu\text{m}$ ) es la más sensitiva a estrellas jóvenes embebidas (Gutermuth et al. 2005). Sin embargo, para validar la identificación de objetos estelares jóvenes, su pertenencia a un cúmulo o grupo y su influencia en el medio circundante, es necesario complementar estas observaciones con datos a otras frecuencias. Mientras que para trazar la morfología del gas molecular se utilizan observaciones a longitudes de onda de radio pues estas no son absorbidas por el polvo interestelar. Debido a que la molécula más abundante ( $H_2$ ) en el MI no es observable directamente a longitudes de onda de radio (puesto que por su simetría carece de momento dipolar eléctrico), se suelen utilizar trazadores de moléculas relativamente abundantes con transiciones observables en radio (mm). La más común es la transición rotacional  $J = 1 - 0$  de CO a  $\lambda=2.6 \text{ mm}$  (Ferrière 2001). Para obtener imágenes sensitivas de continuo, desde la Tierra, a longitudes de onda del submilimétrico, se puede observar a través de las “ventanas” en la atmósfera, las cuales se extienden de  $350 \mu\text{m}$  a  $850 \mu\text{m}$  (Holland et al. 1999), en este sentido la cámara SCUBA del JCMT, ha sido una herramienta muy útil. Ejemplos de estudios de regiones de formación estelar a diferentes longitudes de onda son los trabajos de Tapia et

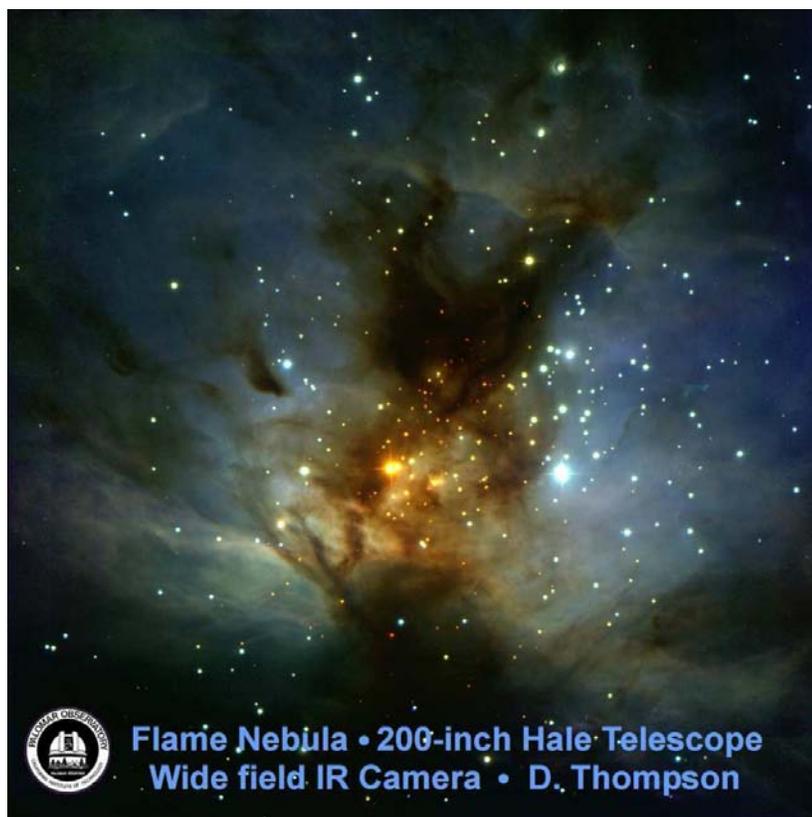


Figura 1.2: Imagen de colores falsos de la Nebulosa de la Llama, localizada en la región de formación estelar Orión B al este de  $\zeta$  Orionis. La imagen obtenida con el telescopio de cinco metros del Observatorio de Palomar, presenta la emisión a tres longitudes de onda del infrarrojo cercano, J (mapeada en azul), H (mapeada en verde) y Ks (mapeada en rojo). En esta nebulosa se encuentra embebido un cúmulo estelar en formación. La región ionizada NGC 2024, los cúmulos detectados en infrarrojo (cercano y mediano), radio y las fuentes de rayos X (ver Rodríguez, Gómez & Reipurth 2003 y referencias citadas allí) forman parte de los objetos jóvenes de esta región. Figura obtenida de [www.astro.caltech.edu/palomar/flame.html](http://www.astro.caltech.edu/palomar/flame.html)

al. (2009) y Gutermuth y colaboradores (2005). Tapia et al. (2009) reportan observaciones de radiocontinuo e infrarrojo de un cúmulo embebido asociado con la región HII compacta GM 24. En su estudio encontraron que el cúmulo embebido en el infrarrojo contiene más de 100 miembros de los cuáles algunos son estrellas A-B V, mientras un poco más de la mitad son objetos estelares jóvenes. Por su parte Gutermuth y colaboradores (2005), reportan observaciones a longitudes de onda del infrarrojo en la banda K y a longitudes de onda submilimétricas a  $850 \mu m$  de los cúmulos estelares jóvenes GGD 12-15,

IRAS 20050+2720 y NGC 7129. En su estudio encontraron que GGD 12-15 e IRAS 20050+2720 aún se encuentran embebidos en la nube molecular, y presentan un alto grado de asimetría en sus distribuciones estelares, siguiendo las estructuras filamentosarias detectadas en emisión a  $850 \mu\text{m}$ . Proponen que la estructura de la distribución estelar observada, es un resultado directo de la asimetría en la distribución del gas molecular natal y que las estrellas no han tenido el tiempo adecuado para alejarse de sus sitios de nacimiento. En comparación, el cúmulo NGC 7129, presenta una distribución estelar aproximadamente esférica y ocupa una cavidad en su nube natal, indicando que el cúmulo podría deber su estado actual a una expansión dinámica inducida por la reciente expulsión de una gran cantidad de masa de gas de la cavidad.

Otro resultado interesante de las observaciones a diferentes longitudes de onda es la detección de zonas donde regiones de formación estelar de diferentes edades se encuentran cercanas ( $\leq 30''$ ) entre si (ver Stahler & Palla 2004; Klein et al. 2005; Tej et al. 2006).

También se ha observado una tendencia a encontrar formación de estrellas masivas a formarse en sistemas saturados. En el caso particular de las estrellas tipo O, suelen localizarse en el centro del sistema, ya sean cúmulos densos o asociaciones. Por el contrario las estrellas T-Tauri no tienden a residir en los picos de densidad de los sistemas saturados, y en las asociaciones T no se observa una concentración central ya que sus miembros se encuentran distribuidos uniformemente en todo el sistema.

Basándose en observaciones donde se han encontrado cúmulos estelares adyacentes a regiones HII, algunas teorías acerca de la formación estelar apuntan a que este proceso podría ser autoinducido. En 1977, Elmegreen & Lada propusieron que la formación estelar es autoinducida y se debe a que conforme se expande la región HII, entre el frente de ionización y el frente de choque se acumula el material neutro que rodea a la región ionizada, con el tiempo esta capa de material neutro será lo suficientemente masiva para tener inestabilidad gravitacional y colapsar generando una nueva generación de estrellas. Además, propusieron que este proceso disiparía la nube molecular lo cual dejaría al descubierto estrellas de baja masa que se pudieron haber formado al colapsarse y fragmentarse la nube original. Otros autores (por ejemplo Bertoldi 1989; Bally 2003; Ogura 2006; Chauhan 2009) apoyan una teoría de acuerdo con la cual una condensación pre-existente de gas relativamente denso, es expuesta a la radiación ionizante de las estrellas masivas de la generación previa, lo cual provoca que el gas colapse debido a la gran presión del gas ionizado y a la autogravedad, induciendo así la formación de una nueva generación de estrellas. Por otra parte, se ha considerado la posibilidad de que en una nube molecular, estrellas de baja masa comiencen a formarse mientras se acumula masa para formar los núcleos de donde na-

cerán las estrellas masivas (ver Klein et al. 2005 y referencias citadas allí), de manera que se pueden encontrar cúmulos estelares jóvenes con estrellas de baja masa, donde las estrellas más masivas sean las últimas en formarse (ver Molinari et al. 2008).

Lo cierto es que el estudio de estrellas de baja masa asociadas a regiones HII y asociaciones OB es importante debido a que las estrellas masivas tienden a formarse en nubes densas, por ello la interacción con otras protoestrellas y estrellas recién formadas aunado a los efectos resultantes, pueden ser significativos en su evolución, dependiendo de la proximidad entre estos objetos (McKee & Ostriker 2007; Bally 2003).

Varios cúmulos estelares densos alrededor de estrellas O y B se han observado en el infrarrojo. Sin embargo en estas longitudes de onda no se podría observar si existen fuentes muy embebidas alrededor de las brillantes regiones HII. En este sentido las observaciones a longitudes de onda de radio son muy importantes para complementar las observaciones en el infrarrojo. En el caso particular de las estrellas de baja masa tipo T-Tauri, se espera que exista emisión de radio de origen no térmico proveniente de las magnetósferas estelares, haciendo que las observaciones en radio sean indispensables para identificarlas. Aunado a lo anterior, las observaciones profundas a longitudes de onda de radio ayudan a encontrar fuentes nuevas no reveladas por los sondeos de radio poco profundos (Osten & Wolk 2009), por ello varios trabajos han sido encaminados con este propósito. En la Tabla 1.1 se presenta una lista de algunos de estos trabajos donde se reportan cúmulos de fuentes compactas de radio asociadas, en su mayoría, con estrellas T-Tauri, aunque también se incluyen algunos chorros y discos fotoionizados externamente (conocidos como *proplyds*). En la tercera columna de dicha tabla se indica si en la región observada existen estrellas masivas.

En la presente tesis se realizó una búsqueda de fuentes compactas de radio alrededor de una región HII con el objetivo de identificar nuevas estrellas de baja masa. Para ello se utilizaron observaciones de radiocontinuo a 3.6 cm con el fin de encontrar fuentes con densidad de flujo variable asociado a emisión de radio no térmica.

Cuadro 1.1: Cúmulos de fuentes compactas detectados en radio.

Región	Numero de miembros	Estrella masiva	Referencia
Tauro-Auriga	64	No	Bieging, Cohen & Schwartz, 1984
Corona Australis	11	Sí	Brown, 1987
Orión	21	Sí	Garay, Moran & Reid, 1987
$\rho$ Ophiuchi	13	Sí	André, Montmerle, & Feigelson, 1987
LkH $\alpha$	9	Sí	Becker & White, 1988
L1641	11	Sí	Morgan, Snell & Strom, 1990
Tauro-Auriga	119	No	O'Neal, et al. 1990
$\rho$ Ophiuchi	27	Sí	Leous, et al. 1991
Cefeo A	9	No	Hughes, Cohen & Garrington, 1995
Cefeo A	16	No	Garay, et al. 1996
Camaleón	7	No	Brown, et al. 1996
NGC 1579	16	No	Stine & O'Neal, 1998
NGC 1333	44	No	Rodríguez, et al. 1999
GGD 14	10	Sí	Gómez, et al. 2002
HH 124 IRS	6	No	Reipurth, et al. 2002
NGC 2024	25	Sí	Rodríguez, Gómez & Reipurth, 2003
Orión	77	Sí	Zapata, et al. 2004
Orion BN/KL	16	Sí	Forbrich, Menten & Reid, 2008

## Capítulo 2

# Observando la emisión de radiocontinuo

El estudio observacional de los fenómenos estelares se realiza por medio del análisis de la radiación que llega a los instrumentos con los cuales observamos. De dicho análisis se pueden determinar parámetros físicos de la región donde se origina la radiación recibida, como: temperatura, densidad, composición química y velocidad; para ello se debe considerar que la radiación emitida por un objeto estelar antes de llegar a nosotros interactúa con el material del medio interestelar que encuentra en su camino, por lo cual puede ser absorbida, reflejada, reemitida, etc. Las consideraciones mencionadas se resumen en la ecuación de transporte radiativo, la cual se presenta en la primera parte del presente capítulo.

En la segunda parte se presenta una descripción breve de los procesos fundamentales en la radioastronomía que originan la emisión en el continuo de radio, los cuales se sabe pueden ser originados por mecanismos térmicos, como en el caso de las regiones ionizadas, o por procesos no térmicos, como en el caso de las remanentes de supernovas.

En la última sección de este capítulo se describen los parámetros físicos de las regiones ionizadas, obtenidos al observar su emisión de radiación de continuo a longitudes de onda de radio.

## 2.1. La ecuación de transporte radiativo

A la energía transportada por la radiación a través de un área  $dA$ , dentro de un ángulo sólido  $d\Omega$  en un tiempo  $dt$  en un intervalo de frecuencia  $d\nu$  se le denomina intensidad específica  $I_\nu$ ; la cual tiene unidades, en cgs, de  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{rad}^{-2}$ . Como mencionamos anteriormente, cuando la radiación emitida por un objeto pasa por un medio con materia presente, la intensidad específica de la radiación emitida no se conserva, esto se debe a que la materia puede emitir o absorber radiación. Podemos describir lo anterior con la ecuación diferencial de transporte:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.1)$$

donde  $dl$  es la diferencial de la distancia recorrida,  $\kappa_\nu$  es el coeficiente de absorción y  $j_\nu$  es el coeficiente de emisión.

El coeficiente de absorción representa la pérdida de intensidad de un haz que viaja una distancia  $dl$ . En términos de un modelo microscópico, si tenemos un medio con partículas que presentan, para una frecuencia dada, un área efectiva absorbente (sección recta)  $\sigma_\nu$ , y una densidad numérica  $n$ , el coeficiente de absorción por unidad de masa se define por:

$$\kappa_\nu = n\sigma_\nu. \quad (2.2)$$

Por su parte, el coeficiente de emisión,  $j_\nu$ , representa la energía emitida por unidad de tiempo, por unidad de ángulo sólido y por unidad de volumen del medio.

Otra variable importante que depende del coeficiente de absorción es la opacidad del medio. Esta se mide en términos de la profundidad óptica  $\tau_\nu$  definida como:

$$\tau_\nu = \int_{l_0}^l \kappa_\nu(l') dl', \quad (2.3)$$

o bien en su forma diferencial:

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dl. \quad (2.4)$$

Para reescribir la ecuación de transporte radiativo en términos de la profundidad óptica, definamos la función fuente  $F_\nu$ , por:

$$F_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (2.5)$$

Por tanto la ecuación 2.1 puede reescribirse como:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + F_\nu, \quad (2.6)$$

que al integrarse nos da una solución del tipo:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} F_\nu e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu. \quad (2.7)$$

donde  $\tau_\nu$  es la profundidad óptica total de la región. Se ha tomado en cuenta que la interacción entre radiación y materia se extiende desde  $l = 0$  donde la profundidad óptica es cero hasta  $l = L$  donde la profundidad óptica es  $\tau_\nu$ , siendo  $L$  la distancia total recorrida por la radiación desde la fuente hasta el observador. Además se consideró que la profundidad óptica aumenta en el sentido de propagación de la radiación (ver Estalella & Anglada 1997). Si suponemos a la función fuente constante en la región podemos simplificar 2.7 obteniendo:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + F_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.8)$$

En el intervalo de frecuencias de onda de radio, la ecuación de transporte radiativo se expresa en función de la temperatura de brillo  $T_B$ , definida como la temperatura que tendría un objeto que se comporta como un cuerpo negro. Haciendo uso de la fórmula de Planck y dado que la aproximación de Rayleigh-Jeans  $h\nu \ll kT_B$  es válida en radio, es posible derivar la expresión de la temperatura de brillo como función de la intensidad específica:

$$T_B = \frac{I_\nu c^2}{2k\nu^2}. \quad (2.9)$$

La expresión 2.9, es válida aun cuando la fuente emisora no se comporte como un cuerpo negro y no cumpla la aproximación de Rayleigh-Jeans. Pero si las dos condiciones se cumplen entonces la temperatura de brillo es igual a la temperatura de física del medio.

Utilizando los resultados anteriores, la ecuación 2.8 en términos de la expresión 2.9 tiene la forma:

$$T_B = \frac{I_\nu(0)}{\frac{2k\nu^2}{c^2}} e^{-\tau_\nu} + \frac{F_\nu}{\frac{2k\nu^2}{c^2}} (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.10)$$

de donde se definen la temperatura de fondo,

$$T_f = \frac{I_\nu(0)}{\frac{2k\nu^2}{c^2}}, \quad (2.11)$$

y la temperatura de excitación, es decir aquella temperatura para la cual la función fuente tiene valor igual al de la función de Planck a una frecuencia determinada:

$$T_{ex} = \frac{F_\nu}{\frac{2k\nu^2}{c^2}}. \quad (2.12)$$

Finalmente, la ecuación de transporte radiativo en términos de la temperatura de brillo se simplifica a:

$$T_B = T_f e^{-\tau_\nu} + T_{ex}(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.13)$$

Esta es la forma más usada por los radioastrónomos de la ecuación de transporte radiativo.

## 2.2. Emisión de radiación a frecuencias de radio.

La observación astronómica a longitudes de onda de radio tuvo sus inicios en los primeros años de la década de 1930 con el descubrimiento de Karl G. Jansky de la emisión de radiación del centro de la Vía Láctea, a estas longitudes de onda. Sin embargo, fue hasta después de la segunda guerra mundial cuando la radioastronomía se desarrolló plenamente.

Al iniciar las observaciones de una gran variedad de objetos celestes a longitudes de onda de radio, se hizo presente que existían dos grupos de emisores de radiación de continuo. Uno de ellos se componía de fuentes cuya densidad de flujo se incrementa al aumentar la frecuencia, mientras que el otro grupo se formaba por fuentes cuya densidad de flujo es más intensa a bajas frecuencias (Rohlfs & Wilson 1996).

En el caso particular del estudio del Sol a longitudes de onda centimétricas se concluyó que el proceso responsable de su emisión a dichas longitudes de onda es un proceso térmico, lo cual implica alguna aproximación a una condición de equilibrio con una temperatura asociada. En contraste a longitudes de onda métricas, se observaron brotes violentos de radiación solar los cuales no podían ser explicados como el resultado de un proceso en equilibrio

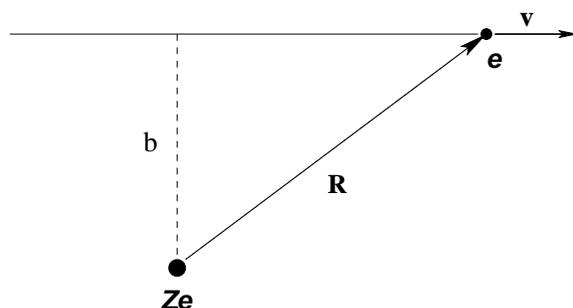


Figura 2.1: Un electrón libre aproximándose a un ión a una distancia suficiente para dar lugar a la interacción.

y en consecuencia se les asoció como un proceso de emisión no térmico (Dulk 1985; Burke & Graham-Smith 1996).

Hoy se sabe que la emisión de continuo de radio se debe a procesos que van de los más simples a los más complejos (Dulk 1985), tales como la aceleración de electrones libres individuales debido a su interacción con iones (radiación libre-libre), o bien a la producida por la aceleración de electrones en presencia de un campo magnético (radiación ciclotrón, girosincrotrón y sincrotrón).

### 2.2.1. Radiación térmica, libre-libre

La radiación libre-libre se debe a la emisión de fotones por la interacción entre partículas de diferente carga eléctrica<sup>1</sup>, en un campo de Coulomb. Imaginemos un electrón libre que se aproxima una distancia suficiente a un ión, tal que las interacciones electrostáticas permiten al protón influir en la velocidad del electrón sin dar lugar a la absorción, tal interacción produce una desaceleración y cambio de dirección en el electrón, la energía del sistema se conserva pues el cambio de velocidades produce la emisión de un fotón.

Se denomina radiación libre-libre pues los electrones cambian de un estado libre a otro también libre. Otro nombre con el cual se conoce es el de radiación térmica o radiación bremsstrahlung (palabra del alemán que significa frenado térmico). Como los estados de energía de los electrones libres no están cuantizados, se producen fotones con frecuencias que abarcan todo el espectro electromagnético dando lugar a un continuo de radiación. Se considera que la radiación se produce principalmente por el electrón pues las aceleraciones son inversamente proporcionales a las masas<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>La justificación de este requerimiento se encuentra al considerar el sistema como un dipolo eléctrico, tal como se describe en Estalella & Anglada, 1997

<sup>2</sup>Recordemos que  $\frac{m_p}{m_e} = 1836$

Para calcular la emisividad promedio de los electrones en un plasma, primero se evalúa la energía de un fotón emitido en un proceso libre-libre para lo cual se considera un electrón de carga  $e^-$  desplazándose a una velocidad  $\vec{v}$  cerca de un ión de carga  $Ze$ , tal que la desviación de su dirección original es mínima y se puede aproximar a una línea recta; además se toman en cuenta el parámetro de impacto  $b$ , el cual representa la distancia más pequeña a la que se acercaría el electrón de no haber interacción (ver figura 2.1) y el tiempo de interacción entre el ión y el electrón, denominado *tiempo de colisión*, dado por  $\tau = \frac{b}{v}$ , donde  $b$  es el parámetro de impacto y  $v$  es la velocidad del electrón.<sup>3</sup> Si consideramos una dispersión de ángulos pequeños y emisión de baja frecuencia, la energía ( $U$ ) por unidad de frecuencia ( $\omega$ ) emitida por un electrón que se desplaza con una velocidad que cambia en su componente perpendicular a la trayectoria, (definida como  $\Delta v = \frac{2Ze^2}{mbv}$ ), en el tiempo de colisión es (ver Rybicki & Lightman 2004):

$$\frac{dU(b)}{d\omega} = \frac{8Z^2e^6}{3\pi c^3 m^2 v^2 b^2}, \quad b \ll \frac{v}{\omega}, \quad (2.14)$$

en el otro caso cuando el cociente de velocidad con respecto a la frecuencia es mucho menor que el parámetro de impacto  $b \gg \frac{v}{\omega}$ , no hay interacción y por consecuencia tampoco emisión.

Una vez que se ha analizado el proceso que da lugar a la emisión de un fotón, consideremos el caso mediante el cual se puede determinar el espectro total si nos encontramos en un medio con densidades  $n_i$ ,  $n_e$ , de iones y electrones respectivamente, considerando que los electrones se desplazan a cierta velocidad fija  $v$ . Para ello se multiplica la energía radiada por un electrón por la tasa de encuentros y se integra sobre  $b$ , considerando que el elemento de área por cada ión es  $2\pi b db$  y el flujo de electrones por unidad de área es  $n_e v$ . De esta forma, de acuerdo con Rybicki & Lightman (2004) encontramos los siguientes resultados. La energía total emitida por unidad de tiempo, por unidad de volumen, por unidad de frecuencia es:

$$\frac{dU}{d\omega dV dt} = \frac{16e^6}{3c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} = \frac{16e^6}{3c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right), \quad (2.15)$$

donde  $b_{min}$  es un valor mínimo que puede tener el parámetro de impacto y  $b_{max}$  se ha definido como un valor máximo para  $b$  que cumpla con la condición establecida en 2.14.

---

<sup>3</sup>El cálculo detallado de la energía de un fotón emitido en un proceso libre-libre se encuentra en los textos de Rybicki & Lightman (2004) y Garay, G. (1996).

Como  $b_{max}$  no es un valor preciso, y se encuentra dentro de un logaritmo se puede aproximar a  $b_{max} = \frac{v}{\omega}$ . En el caso de  $b_{min}$  se consideran dos casos. En el primero se toma en cuenta que la desviación de la trayectoria del electrón después de la colisión, puede ser en un ángulo considerable, tal que se pueda aproximar a un movimiento circular, entonces  $\Delta v \sim v$  y tomando en cuenta la segunda ley de Newton y una aceleración centrípeta tenemos  $b'_{min} = \frac{Ze^2}{mv^2}$ . En el segundo caso se toman en cuenta consideraciones cuánticas. De acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg  $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ , por lo tanto para  $\Delta x \sim b$  y  $\Delta p \sim mv$  tendremos  $b''_{min} = \frac{\hbar}{mv}$ .

Del párrafo anterior, se infiere que la descripción clásica de la dispersión es válida si  $b'_{min} \gg b''_{min}$ , pues en este caso  $\frac{1}{2}mv^2 \ll Z^2 Ry$ , donde  $Ry$  es la energía para el átomo de hidrógeno conocida como energía de Rydberg. En el caso contrario  $b'_{min} \ll b''_{min}$  el principio de incertidumbre debe ser considerado. A partir de los resultados obtenidos utilizando consideraciones cuánticas, se puede llegar a la descripción clásica. Una expresión más generalizada esta dada por:

$$\frac{dU}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega). \quad (2.16)$$

donde  $g_{ff}$  es el *factor de Gaunt* quien da la corrección del tratamiento cuántico para llegar a las fórmulas clásicas. De la comparación de 2.15 y 2.16 encontramos que:

$$g_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right). \quad (2.17)$$

Finalmente para obtener la energía total emitida se integra sobre  $v$  dado que en un caso real las velocidades de los electrones en un plasma ionizado son diversas, considerando una distribución térmica de Maxwell, la probabilidad  $\Phi$ , de que un electrón tenga una velocidad comprendida entre  $v$  y  $v + dv$  es:  $d\Phi = A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d\vec{v}$ . Promediando 2.15 sobre esta probabilidad, utilizando  $d\omega = 2\pi d\nu$  y considerando que  $\frac{dU}{d\omega dt dV} \propto v^{-1}$  y  $\langle v \rangle \propto T^{\frac{1}{2}}$  tenemos:

$$\left\langle \frac{dU}{d\omega dV dt} \right\rangle = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left( \frac{2\pi}{3km} \right)^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff}, \quad (2.18)$$

donde  $\bar{g}_{ff}$  es el factor de Gaunt promediado sobre las velocidades de los electrones y  $T$  es la temperatura del plasma. Los límites de integración se escogen considerando que la energía cinética del electrón sea tal que pueda crearse un fotón de frecuencia  $\nu$ . En el sistema de unidades *cgs* la ecuación 2.18 nos da la emisión,  $\varepsilon_{\nu}^{ff}$ , con unidades  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$ :

$$\varepsilon_{\nu}^{ff} = \left\langle \frac{dU}{d\omega dV dt} \right\rangle = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 T^{-\frac{1}{2}} n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff}, \quad (2.19)$$

de donde deriva el coeficiente de emisión para la radiación libre libre,  $j_{\nu}$ , ya que:

$$j_{\nu} = \frac{\varepsilon_{\nu}^{ff}}{4\pi} = 5.4 \times 10^{-39} Z^2 n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff}. \quad (2.20)$$

Para obtener la energía total emitida por unidad de volumen en la radiación libre-libre, es necesario integrar la ecuación 2.18 sobre la frecuencia, resultando:

$$\frac{dU}{dt dV} = \left( \frac{2\pi kT}{3m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2^5 \pi e^6}{3hmc^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B, \quad (2.21)$$

donde  $\bar{g}_B$  es el factor de Gaunt obtenido al promediar sobre las frecuencias. De acuerdo con la ley de Kirchhoff, es posible conocer el coeficiente de absorción,  $\kappa_{\nu}$ , en la radiación libre-libre pues:

$$j_{\nu} = \kappa_{\nu} B_{\nu}(T), \quad (2.22)$$

donde  $B_{\nu}(T)$  es la función de Planck. De esta forma sustituyendo la ecuación 2.20 y la función de Planck tenemos:

$$\kappa_{\nu} = \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2 e^6}{m^{\frac{3}{2}} hc} \frac{n_e n_i}{(kT)^{\frac{1}{2}}} \left[ \frac{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{\nu^3} \right] \bar{g}_{ff}. \quad (2.23)$$

A partir de la ecuación anterior se puede determinar la profundidad óptica de la radiación libre-libre. Así de acuerdo con 2.3, y sustituyendo las constantes:

$$\tau_{\nu} = 0.082 \left[ \frac{ME}{cm^{-6} pc} \right] \left[ \frac{T}{K} \right]^{-1.35} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{-2.1}, \quad (2.24)$$

donde  $ME = \int n_e n_i dl$ , es la medida de emisión. Para derivar esta relación se considera  $T \lesssim 10^6 K$  en el régimen de ondas de radio y se utiliza  $g_{ff} \propto T^{0.15} \nu^{-0.1}$ .

### 2.2.2. Radiación no térmica

La emisión de radiación no térmica a longitudes de onda de radio, es consecuencia de la presencia de un campo magnético en un plasma, el cual

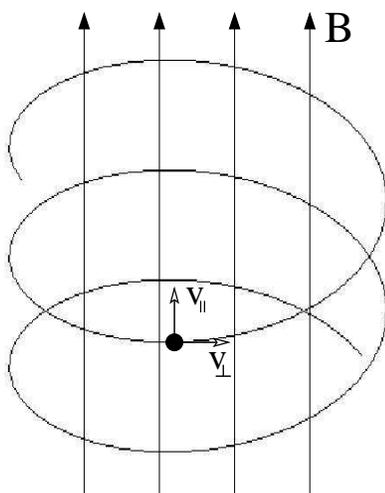


Figura 2.2: La trayectoria que sigue una partícula cargada acelerada por el campo magnético es una hélice.

produce la aceleración de las partículas cargadas. Debido a que el campo magnético induce a las partículas a moverse con trayectorias en forma de hélice, estas son constantemente aceleradas, haciéndolas radiar como resultado de la aceleración centrípeta (ver figura 2.2).

Dependiendo de la velocidad ( $v$ ) de las partículas, la radiación producida puede ser de tipo sincrotrón si las partículas son altamente relativistas, es decir con factor de Lorentz<sup>4</sup>  $\gamma \gg 1$ ; girosincrotrón si las partículas son medianamente relativistas, es decir si  $\gamma \sim 2-5$ ; o bien ciclotrón si las partículas son no relativistas,  $\gamma = 1$ .

La primera vez que se consideró la radiación sincrotrón como responsable de un fenómeno astrofísico fue en 1950 al buscar el mecanismo que justificara la emisión de radio de la Vía Láctea, observada por Karl Jansky, pues esta se caracterizaba por tener una gran temperatura de brillo a longitudes de onda métricas y su espectro no era el esperado para una fuente de emisión térmica libre-libre (Jansky 1933a,b). En dos artículos publicados en ese año, uno por Alvéen & Herlofson y el otro por Kiepenheuer, se propuso que la radiación galáctica observada tenía un origen no térmico. Kiepenheuer mostró que la intensidad de la emisión de radio galáctica, podía ser atribuida a la radiación producida por rayos cósmicos relativistas acelerados por el campo magnético interestelar (Rohlfs & Wilson 1996).

En general las partículas aceleradas para producir radiación de tipo sin-

<sup>4</sup>El Factor de Lorentz se define como:  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ . donde  $\beta = \frac{v}{c}$  es la velocidad relativa a la velocidad de la luz  $c$ .

crotrón son los electrones<sup>5</sup>, pues debido a que son menos masivos es más fácil acelerarlos para alcanzar velocidades relativistas. Debido a que el mecanismo que acelera a los electrones, que emiten radiación sincrotrón, no es de origen térmico, éstos tienen una distribución distinta a la Maxwelliana. La distribución de los electrones acelerados por el campo magnético es de la forma:

$$N(E) dE \propto E^{-p} dE, \quad (2.25)$$

además, como se demuestra en los textos de Rybicki & Lightman (2004) y Rohlfs & Wilson (1996), el espectro de la radiación sincrotrón puede aproximarse sobre un intervalo de frecuencias por una ley de potencias de la forma:

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-s}, \quad (2.26)$$

donde  $s = \frac{(p-1)}{2}$  es el índice espectral y es una función de la pendiente  $p$  de la distribución de electrones.

Las remanentes de supernovas (RSN), radio galaxias y cuásares, son fuentes de radiación a longitudes de onda de radio, muy brillantes, y para las cuales la radiación sincrotrón es un proceso de emisión importante. Las RSN vistas en radio frecuencias, se presentan como fuentes extendidas similares a las regiones HII, pero cuya radiación a menudo se encuentra polarizada y su intensidad de brillo en radio, disminuye conforme se incrementa la frecuencia. Además, en las RSN la radiación sincrotrón ultravioleta, es la responsable de la ionización del hidrógeno (Karttunen et al. 2003).

La mayoría de las fuentes de radio que emiten radiación sincrotrón son extragalácticas (Rohlfs & Wilson 1996). En el caso de las radiogalaxias, algunas de ellas presentan emisión extendida, cuya morfología generalmente consiste de dos lóbulos extendiéndose a ambos lados del núcleo de la galaxia, el cual puede o no ser extraordinariamente brillante en radio y en el óptico. El mecanismo responsable de la emisión de radio de los lóbulos se asocia a radiación sincrotrón (Shu 1982). En la Vía Láctea, se considera que el núcleo de la galaxia es la fuente Sagitario A, la cual es una fuente discreta de radiocontinuo no térmico, cuyo espectro es más plano que el usual para fuentes de radiación sincrotrón. Esta característica, se ha observado en otras fuentes compactas de radio extragalácticas y se atribuye a la existencia de muchos electrones relativistas en un lugar pequeño, los electrones emiten radiación sincrotrón y debido a que se encuentran en un lugar de alta densidad la radiación emitida es absorbida por los mismos electrones en un proceso denominado auto-absorción sincrotrón (Shu 1982).

---

<sup>5</sup>Cuya energía esta dada por  $E = m_e c^2 \gamma$

La emisión de continuo de radio de tipo girosincrotrón es producida, en regiones donde los campos magnéticos son fuertes y los plasmas son densos (Ramaty 1969), constituidos por electrones medianamente relativistas con energías de aproximadamente 10 keV a 1 MeV para los cuales no son válidas las simplificaciones de los límites no-relativistas y ultra-relativistas (Dulk & Marsh 1982).

La intensidad, espectro y polarización de la radiación girosincrotrón han sido calculadas por varios autores (Ramaty 1969; Dulk & Marsh 1982; Dulk 1985 y fuentes citadas en estos trabajos). De acuerdo con Dulk (1982), dado que la densidad de flujo (para una polarización) de una fuente de radio esta relacionada con la temperatura de brillo por la relación:

$$S = \frac{k\nu^2}{c^2} \int T_B d\Omega, \quad (2.27)$$

es conveniente expresar la ecuación de transporte radiativo en términos de la temperatura de brillo y la temperatura efectiva de los electrones. Para ello se hace uso de la aproximación de Rayleigh-Jeans para la función de Planck (ver ecuaciones 2.9 y 2.12), de modo que:

$$\frac{dT_B}{d\tau_\nu} = -T_B + T_{ef}. \quad (2.28)$$

De esta forma, para el caso particular de un fuente aislada con temperatura efectiva constante, las soluciones de la ecuación de transporte radiativo estan dadas por:

$$T_B = T_{ef} \quad (\text{si } \tau_\nu \gg 1) \quad (2.29)$$

$$T_B = T_{ef}\tau_\nu = \frac{c^2}{k\nu^2} j_\nu L \quad (\text{si } \tau_\nu \ll 1) \quad (2.30)$$

donde L es la dimensión de la fuente a lo largo de la línea de visión.

En los párrafos anteriores se mencionó que para la radiación térmica los electrones presentan una distribución Maxwelliana y que en el caso de la radiación sincrotrón la distribución de los electrones generalmente se describe bien por una ley de potencias. Para el caso de la radiación girosincrotrón ambas distribuciones de electrones son consideradas. De esta forma, de acuerdo con Dulk (1985) en un plasma donde se emite radiación girosincrotrón por electrones que presentan una distribución Maxwelliana, con temperaturas en el intervalo  $10^8 \leq T \leq 10^9$  K, los coeficientes de absorción y emisión estarán

dados, respectivamente, por:

$$\frac{\kappa_\nu B}{N} \approx 50T^7 \sin^6 \theta B^{10} \nu^{-10}, \quad (2.31)$$

$$\frac{j_\nu}{BN} \approx 1.2 \times 10^2 4T \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^2 \frac{\kappa_\nu B}{N}, \quad (2.32)$$

donde  $B$  es la intensidad del campo magnético dada en Gauss,  $N$  es el número de electrones por centímetro cúbico con  $E > E_0$ <sup>6</sup>,  $\theta$  es el ángulo de lanzamiento de los electrones y  $\nu_B = 2.8 \times 10^6 B$  (Hz) es la frecuencia de giro.

Para el caso de electrones con una distribución isotrópica para el ángulo de lanzamiento y que sigue una ley de potencias para la energía, de la forma:

$$n(E) = KE^{-\delta}, \quad (2.33)$$

donde  $K$  esta relacionada con  $N$  por  $K = (\delta - 1)E_0^{\delta-1}N$ ; Dulk & Marsh (1982), presentan expresiones empíricas validas para  $2 \leq \delta \leq 7$ ,  $\theta \geq 20^\circ$  y  $10 \leq \frac{\nu}{\nu_B} \leq 100$ , donde:

$$\frac{\kappa_\nu B}{N} \propto 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{-0.9+0.72\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{-1.3-0.98\delta}, \quad (2.34)$$

$$\frac{j_\nu}{BN} \propto 10^{-0.52\delta} (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{1.22-0.90\delta}. \quad (2.35)$$

Este tipo de radiación se asocia a los grandes destellos solares y a la emisión generada en la atmósfera de ciertas estrellas (Dulk & Marsh 1982; Ramaty 1969). En varias decenas de estrellas T-Tauri débiles (TTd), se ha observado emisión de radiocontinuo no resuelta, de origen no térmico, a niveles de  $10^{15}$  a  $10^{18}$  erg s<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>, las cuales presentan variabilidad en escalas de tiempo largas. También, se han reportado variaciones significantes del flujo en escalas de tiempo menores a 2 horas, aunque no se han encontrado en escalas de tiempo menores a 10 minutos (André 1996). La detección de polarización circular es evidencia directa de que la emisión de radio de las estrellas TTd involucra campos magnéticos. Las propiedades observadas de la emisión de radio continuo en estas estrellas, indican que la radiación es de tipo girosincrotrón, producida por electrones con energías del orden de  $\sim$  MeV girando en estructuras magnéticas de gran escala, cuya morfología aún es incierta (André 1996).

En los casos particulares de las estrellas TTd HD283447 y DoAr21 (Feigelson & Montmerle 1985; Phillips et al. 1996) se ha observado variabilidad en

---

<sup>6</sup>Dulk & Marsh (1982) definen  $E_0$  como una energía tal que para el caso de electrones con una distribución de Maxwell  $E_0 = 0$  y  $N = n$ , donde  $n$  es la densidad numérica.

escalas de tiempo de horas (Feigelson & Montmerle 1999) y polarización circular (White, Pallavicini, & Kundu 1992), por lo cual se asoció como mecanismo de emisión girosincrotrón no térmico. Esto condujo a White y colaboradores (1992), a concluir que la emisión de radio observada en estos objetos, se origina muy probablemente en una región bastante cercana a la estrella.

Por otra parte, observaciones realizadas entre 1989 y 1992 a doce TTd (ver André 1996 y referencias citadas allí), indicaron que las regiones de emisión de radiación de tipo girosincrotrón son grandes, con tamaños de unos cuantos radios estelares ( $R_\star$ ) que van de  $\leq 5R_\star$  a  $25 R_\star$  y temperaturas de brillo de  $10^7$  K a  $10^9$  K. Estas observaciones indican que las emisiones de radio y las emisiones de rayos-X se originan en diferentes regiones, pues se considera que las últimas se producen en regiones muy cercanas a las superficie de la estrella, menores a  $1 R_\star$  (André 1996).

A diferencia de lo observado en las estrellas TTd, la emisión en continuo de radio observada en las estrellas T-Tauri clásicas (TTc)<sup>7</sup>, es causada por emisión térmica libre-libre asociada a chorros, objetos Herbig-Haro y vientos parcialmente ionizados (Cohen & Bieging 1986; André 1996; Feigelson & Montmerle 1999). Sin embargo, algunos autores han considerado que la no detección de emisión de radio continuo de origen no térmico, no implica la ausencia de actividad magnética y han analizado la posibilidad de que los vientos y/o chorros parcialmente ionizados de las TTc ocultan la emisión no térmica producida cerca de la estrella, debido a que son suficientemente densos para absorber emisiones no térmicas (André 1996, Feigelson & Montmerle 1999).

En general se considera que los objetos estelares jóvenes, con emisión de radio continuo de tipo girosincrotrón, presentan emisión de radio variable y una clara asociación entre una fuerte emisión de radio no térmica y su juventud. En este sentido se considera que la actividad no térmica en radio de las estrellas TTd puede terminar a una edad entre  $10\text{-}20 \times 10^6$  años (André 1996).

La radiación ciclotrón por su parte, se caracteriza por que la frecuencia de la radiación emitida  $\omega_B$ , se encuentra en resonancia con la frecuencia de giro de las partículas en el campo magnético, dada por:

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}. \quad (2.36)$$

donde  $q$  y  $m$  son la carga y masa de la partícula respectivamente.

---

<sup>7</sup>Las diferencias entre estrellas TTd y TTc se especifican de forma más clara en el capítulo 1.1

En nuestro sistema solar los planetas Tierra, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno poseen campos magnéticos que aceleran electrones provenientes del viento solar, dando como resultado emisión de radiación de tipo ciclotrón. Esta radiación fue observada en 1955 por Burke & Franklin (a,b) en el planeta Júpiter. También ha sido detectada en Saturno (Rodríguez-Martínez 2008), y recientemente se ha estudiado su relevancia en el planeta Venus (Delva et al, 2008) así como en el propio viento solar (Jian 2009; Kasper, Lazarus & Gary 2008), además de ser considerada en modelos de la corona solar (Maneva, Araneda, & Marsch 2009). En analogía con lo observado en nuestro sistema solar, se ha propuesto que planetas extrasolares con campos magnéticos al interactuar con los vientos de sus estrellas asociadas, pueden emitir radiación de tipo ciclotrón (Smith et al. 2009). Además de ser relacionada con planetas y exoplanetas, Hallinan y colaboradores (2008) proponen que el principal mecanismo de emisión de radio de estrellas de muy baja masa y enanas cafés, esta asociado con radiación de tipo ciclotrón.

El estudio de cualquiera de los tres tipos de emisión de continuo de radio no térmico, presentados en los anteriores párrafos constituye una herramienta importante en el estudio de los campos magnéticos asociados a los objetos observados.

### 2.3. Parámetros físicos de las regiones HII

La extensión de las regiones HII encuentra su límite cuando a cierta distancia radial  $R_S$  de la estrella ionizante, el número de ionizaciones por unidad de volumen iguala el número de recombinaciones por unidad de volumen. A dicha distancia radial se le denomina radio de Strömgren y a la región contenida dentro de dicha distancia se le conoce como esfera de Strömgren. Para calcular el radio de Strömgren, debemos comparar la tasa de recombinaciones con la de fotoionizaciones. La tasa de recombinaciones para un nivel específico con número cuántico principal  $n$  es directamente proporcional al coeficiente de recombinación en dicho nivel  $\alpha_n$  (ver Oesterbrock 1989), así como a las densidades de protones ( $n_p$ ) y de electrones ( $n_e$ ) por unidad de volumen en la nube molecular. Por lo tanto se puede escribir como:

$$\dot{N}_n = n_e n_p \alpha_n(T). \quad (2.37)$$

La tasa total de recombinaciones esta dada por la suma de las tasas individuales de cada nivel energético. Si tomamos en cuenta que de acuerdo con la expresión (1.1) el fotón producido en la recombinación cuando el electrón es capturado en el estado base, tiene energía suficiente para ionizar un átomo de hidrógeno, podemos considerar que las recombinaciones al estado

base se compensan con las ionizaciones producidas por los fotones liberados en la recombinación y debido a ello no se toman en cuenta para calcular la tasa total de recombinaciones. Además, debido a que la abundancia del hidrógeno es significativamente mayor a la de otros elementos químicos, entonces podemos simplificar el caso para una nube compuesta únicamente por dicho elemento, y por lo tanto  $n_e = n_p$ . Considerando tales eventos, la tasa total de recombinaciones esta dada por:

$$\begin{aligned} \dot{N}_R &= \sum_{n=2}^{\infty} n_e^2 \alpha_n(T), \\ &= n_e^2 \alpha_2(T). \end{aligned} \quad (2.38)$$

donde  $\alpha_2 = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(T)$  es la suma de los coeficientes de recombinación a partir del nivel  $n = 2$ .

Por otra parte, si al calcular la tasa de fotoionizaciones se considera que es poco probable ionizar un átomo de hidrógeno en un estado excitado, pues los electrones al recombinarse decaen rápidamente al estado base, el sistema se puede simplificar al de una sola estrella ionizando una nube compuesta de átomos de hidrógeno en su estado base, es decir neutros.

De acuerdo con Dyson y Williams (1997) la tasa de fotoionizaciones para un elemento de volumen unitario, localizado a un distancia  $r$  de la estrella está dada por,

$$\dot{N}_I = a n_H J, \quad (2.39)$$

donde  $J$  es el número de fotones ionizantes provenientes de la estrella que atraviesan por unidad de área en una unidad de tiempo;  $n_H$  es la densidad de átomos de hidrógeno neutro por unidad de volumen y  $a$  es la sección transversal de fotoionización, la cual depende de la frecuencia.

Igualando las expresiones para las tasas de recombinación (2.38) y de fotoionización (2.39) podemos establecer la ecuación de equilibrio de ionización,

$$a n_H J = n_e^2 \alpha_2(T). \quad (2.40)$$

Tomando en cuenta que la única fuente de fotones ionizantes es la estrella, podemos expresar este efecto por (ver Oesterbrock 1989):

$$4\pi J = \pi F(r) = N_i \frac{e^{-\tau}}{r^2}, \quad (2.41)$$

donde,  $\pi F(r)$  es la notación estándar astronómica para el flujo de radiación estelar (por unidad de área por unidad de tiempo por unidad de intervalo de frecuencia) en  $r$ ,  $N_i$  es el número de fotones ionizantes que produce la

estrella y  $\tau$  es la profundidad óptica definida por  $d\tau = an_H dr$ . Por lo tanto la expresión (2.40) se puede reescribir como:

$$an_H N_i \frac{e^{-\tau}}{4\pi r^2} = n_e^2 \alpha_2(T). \quad (2.42)$$

Si multiplicamos la ecuación anterior por la profundidad óptica, haciendo separación de variables se obtiene:

$$N_i e^{-\tau} d\tau = n_e^2 \alpha_2(T) 4\pi r^2 dr, \quad (2.43)$$

e integrando ambos lados de la igualdad,

$$\int_0^\infty N_i e^{-\tau} d\tau = \int_0^{R_S} n_e^2 \alpha_2(T) 4\pi r^2 dr$$

$$N_i = \frac{4\pi}{3} n_e^2 \alpha_2(T) R_S^3. \quad (2.44)$$

Finalmente, a partir de esta última expresión podemos determinar el radio de Strömgren,

$$R_S = \left( \frac{3N_i}{4\pi n_e^2 \alpha_2(T)} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.45)$$

En las regiones ionizadas, la emisión que se detecta con mayor intensidad en longitudes de onda de radio centimétricas es la radiación libre-libre. La observación de las regiones HII a estas longitudes de onda proporciona directamente datos sobre la temperatura de brillo, la densidad de flujo  $S_\nu$  y el tamaño angular de la región  $\theta_S$ .

El estudio en radio de las regiones HII puede hacerse a altas frecuencias donde la región HII es transparente y la radiación observada proviene de toda la región, o bien a bajas frecuencias donde la región HII es opaca y recibimos la radiación de la superficie cercana a nosotros (Rodríguez & García-Barreto 1984).

Cuando se lleva a cabo la observación de una región ionizada (y en general de cualquier objeto celeste), se realiza una observación en los alrededores de la fuente (OFF) y después hacia la región HII (ON), con el fin de quitar la contribución de los instrumentos y de la atmósfera tal que se sustraen al ON el OFF, obteniendo:

$$T_B(ON) - T_B(OFF) = [T_f e^{-\tau_\nu} - T_{ex}(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{at} + T_{re}] - [T_f + T_{at} + T_{re}]$$

$$= (T_{ex} - T_f)(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.46)$$

donde  $\tau_\nu$  es la profundidad óptica,  $T_f$  es la temperatura de fondo,  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación del objeto observado,  $T_{at}$  es la temperatura de la atmósfera terrestre y  $T_{re}$  es la temperatura del receptor.

Debido a que las regiones HII tienen temperaturas de excitación altas ( $\sim 10^4 K$ ), podemos despreciar la temperatura de fondo, la cual en general corresponde a la del fondo cósmico  $\sim 3K$ , y en consecuencia:

$$T_B \simeq T_{ex}(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.47)$$

Por otro lado, el flujo de radiación  $S_\nu$  se puede obtener integrando la intensidad de radiación ( $I_\nu$ ) sobre el ángulo sólido que contiene a la fuente ( $\Omega_S$ ):

$$S_\nu = \int_{\Omega_S} I_\nu \cos \theta d\Omega_S, \quad (2.48)$$

si consideramos a la intensidad constante en toda la región ionizada,

$$S_\nu = I_\nu \Omega_S, \quad (2.49)$$

que en términos de la temperatura de brillo es:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B \Omega_S. \quad (2.50)$$

En longitudes de onda de radio, estos flujos son muy débiles y se define a la unidad de flujo, Jansky (Jy) en honor a Karl Jansky, como  $1Jy = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

El espectro de las regiones HII, se puede describir a partir de considerar los casos límite de las ecuaciones 2.47 y 2.50:

- Cuando la región sea *ópticamente gruesa*  $\tau_\nu \gg 1$ , y de la ecuación (2.47) tenemos  $T_B \simeq T_{ex}$  por lo cual el flujo de radiación:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{ex} \Omega_S, \quad (2.51)$$

lo cual nos da una medida directa de la temperatura de excitación de la región ionizada. En este caso la temperatura de excitación de una región HII corresponderá entonces a la temperatura cinética del plasma.

- En regiones *ópticamente delgadas*  $\tau_\nu \ll 1$  se puede considerar la aproximación  $T_B \simeq T_{ex} \tau_\nu$ , de donde:

$$S_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{ex} \tau_\nu \Omega_S, \quad (2.52)$$

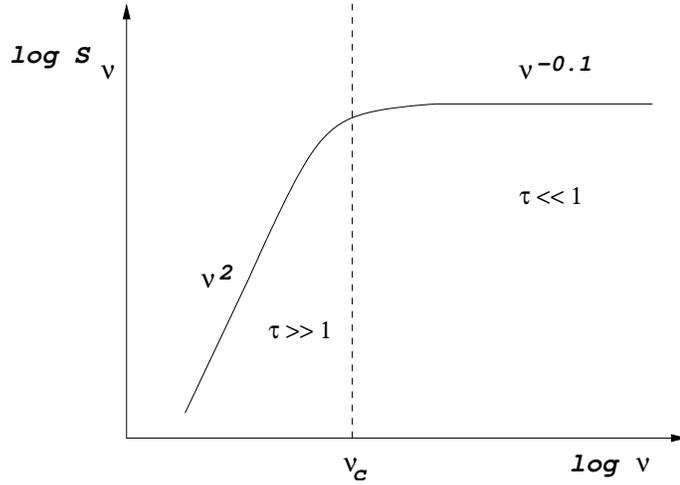


Figura 2.3: Densidad del flujo en función de la frecuencia.  $\nu_c$  indica la frecuencia crítica para la cual  $\tau_\nu = 1$ .

aquí se obtiene una medida de la profundidad óptica. Utilizando la expresión 2.24, para la profundidad óptica  $\tau_\nu$  de la radiación libre-libre, el flujo de radiación estará dado por:

$$\left[ \frac{S_\nu}{Jy} \right] = \frac{0.164 \times 10^{18} k}{c^2} \left[ \frac{T_{ex}}{K} \right]^{-0.35} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{-0.1} \left[ \frac{ME}{cm^{-6} pc} \right] \left[ \frac{\Omega_S}{str} \right]. \quad (2.53)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzman y  $c$  es la velocidad de la luz, ambos en unidades correspondientes al sistema *cgs*.

De los casos anteriores se concluye que en las regiones ionizadas, la dependencia del flujo de radiación libre-libre con respecto de la frecuencia se determina por la profundidad óptica, siendo  $S_\nu \propto \nu^2$  en el caso ópticamente grueso y  $S_\nu \propto \nu^{-0.1}$  para el caso ópticamente delgado (ver figura 2.3).

A partir de los datos obtenidos de la observación en radio de las regiones ionizadas podemos deducir otros parámetros físicos también importantes de las regiones HII, para ello en principio hemos de considerarlas esferas homogéneas e isotérmicas (ver Schraml & Mezger 1969; Rodríguez et al. 1980), que en su mayor parte están compuestas de hidrógeno totalmente ionizado.

En el caso de que las observaciones se lleven a cabo a frecuencias suficientemente grandes para considerar a la región ópticamente delgada, y teniendo en cuenta que la profundidad óptica se puede expresar como una función de la medida de emisión (ME), la temperatura de excitación y la frecuencia de observación <sup>8</sup> tenemos:

<sup>8</sup>Ver ecuación 2.24

$$T_B = 0.082 \left[ \frac{ME}{cm^{-6} pc} \right] \left[ \frac{T_{ex}}{K} \right]^{-0.35} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{-2.1}, \quad (2.54)$$

como los valores de la frecuencia y la temperatura de excitación pueden ser conocidos y  $T_B$  es obtenida de las observaciones, se puede determinar la medida de emisión ( $ME$ ), que para las regiones HII es:

$$\left[ \frac{ME}{cm^{-6} pc} \right] = \left[ \frac{n_e^2}{cm^{-6}} \right] \left[ \frac{L}{pc} \right], \quad (2.55)$$

donde  $n_e$  es la densidad de electrones de la región ionizada. Debido a la consideración de una geometría esférica para las regiones HII, entonces  $L$  es el diámetro.

Conociendo el tamaño angular de la fuente  $\theta_S$  y su distancia a nosotros  $D$ , es posible determinar el diámetro de la región ionizada, el cual para ángulos pequeños<sup>9</sup> es:

$$\left[ \frac{L}{pc} \right] = \frac{1}{206264} \left[ \frac{\theta_S}{arcseg} \right] \left[ \frac{D}{pc} \right]. \quad (2.56)$$

Para una geometría en dos dimensiones el ángulo sólido en función del tamaño angular de la fuente está dado por:  $\Omega_S = \pi \left( \frac{\theta_S}{2} \right)^2$ . Utilizando estos resultados y dado que el flujo de radiación en términos de la temperatura de brillo esta dado por la ecuación 2.50, se puede derivar una expresión para la densidad de electrones de la región HII suponiendo que es una región ópticamente delgada (Rodríguez, Moran, Ho & Gottlieb 1980):

$$\left[ \frac{n_e}{cm^{-3}} \right] = 7.8 \times 10^3 \left[ \frac{S_\nu}{mJy} \right]^{0.5} \left[ \frac{T_{ex}}{10^4 K} \right]^{0.175} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{0.05} \left[ \frac{\theta_S}{arcseg} \right]^{-1.5} \left[ \frac{D}{kpc} \right]^{-0.5}, \quad (2.57)$$

a partir de la cual se puede calcular la masa de la región ionizada  $M_{HII}$ . Puesto que hemos considerado a la región ionizada como una esfera de radio  $\frac{L}{2}$ , la masa de la región HII como función de la densidad de electrones se puede obtener de:

$$M_{HII} = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{L}{2} \right)^3 n_e m_H = \frac{\pi}{6} L^3 n_e m_H, \quad (2.58)$$

<sup>9</sup>Se ha considerado  $1 rad = 206264''$ , pues generalmente  $\theta_S$  se mide en radianes.

donde  $m_H$  es la masa del átomo de hidrógeno. Utilizando la ecuación 2.56 podemos escribir la expresión anterior como:

$$M_{HII} = \frac{\pi}{6} \theta_S^3 D^3 n_e m_H, \quad (2.59)$$

donde  $\theta_S$  es el tamaño angular de la fuente y  $D$  es su distancia a nosotros.

Utilizando la ecuación 2.57 la masa de la región HII se obtiene de:

$$\left[ \frac{M_{HII}}{M_\odot} \right] = 3.39 \times 10^{-5} \left[ \frac{S_\nu}{mJy} \right]^{0.5} \left[ \frac{T_{ex}}{10^4 K} \right]^{0.175} \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{0.05} \left[ \frac{\theta_S}{arcseg} \right]^{1.5} \left[ \frac{D}{kpc} \right]^{2.5}. \quad (2.60)$$

Finalmente, utilizando la expresión que determina el radio de Strömgren  $R_S$ , suponiendo una temperatura  $T_{ex} \simeq 10^4 K$  para la cual  $\alpha_2 = 2.6 \times 10^{-13} cm^{-3} s^{-1}$  y  $R_S = \frac{L}{2}$ , podemos estimar el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo ( $N_i$ ) que produce la estrella excitadora por segundo, como:

$$\left[ \frac{N_i}{fotones s^{-1}} \right] = 7.7 \times 10^{43} \left[ \frac{S_\nu}{mJy} \right] \left[ \frac{\nu}{GHz} \right]^{0.1} \left[ \frac{D}{kpc} \right]^2. \quad (2.61)$$

Estas ecuaciones nos ayudarán a calcular los parámetros físicos de la región HII estudiada en esta tesis: G78.4+2.6.

# Capítulo 3

## La región de formación estelar G78.4+2.6

### 3.1. Antecedentes

G78.4+2.6 es una región ionizada (HII) ultracompacta (UC) de morfología cometaria, asociada con la fuente IRAS 20178+4046 (Kurtz et al. 1994), cuya distancia cinemática no se encuentra bien definida. De acuerdo con Wilking et al. (1989), la fuente IRAS 20178+4046 tiene una densidad de flujo a  $100\mu\text{m}$  de 2886 Jy, y se localiza en la región de formación estelar Cygnus X a una distancia aproximada de 1.7 kpc. Para estimar dicha distancia, los autores supusieron que la emisión de CO observada a lo largo de la misma línea de visión de la fuente IRAS, se encuentra asociada con las nubes de gas molecular observadas por Dame & Thaddeus (1985) hacia la región de formación estelar Cygnus X, localizadas a dicha distancia promedio. Este resultado se encuentra de acuerdo con el reportado por Motte et al. en el 2007, derivado de sus observaciones de la emisión de continuo milimétrico (1.2 mm) hacia el complejo de nubes moleculares en Cygnus X, para las cuales utilizaron el telescopio IRAM de 30 m (ver Figura 3.1).

En 1991 McCutcheon y colaboradores observaron gas molecular (CO J=1-0) hacia la fuente IRAS 20178+4046, de dichas observaciones concluyeron que la distancia cinemática de la fuente se encuentra en el intervalo 0.3-3.1 kpc. Por su parte Kurtz et al. (1994) reportan una luminosidad en el lejano infrarrojo de aproximadamente  $7 \times 10^4 L_{\odot}$  y adoptan una distancia cinemática de 3.3 kpc, en concordancia con la distancia estimada por Karnik, et al. (1999).

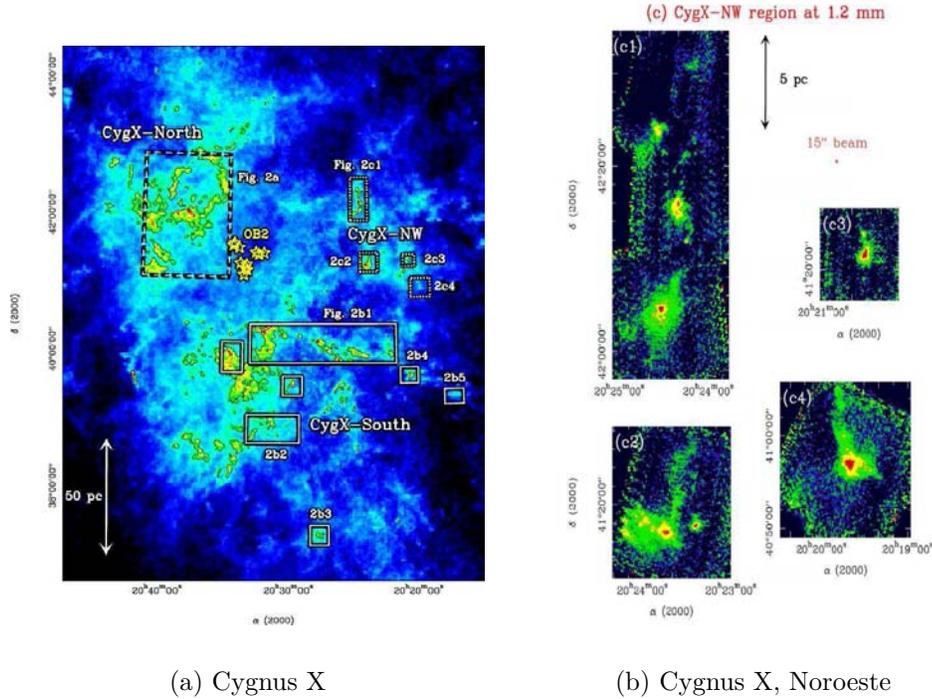


Figura 3.1: (a) Mapa de extinción de la región de formación estelar Cygnus X producido con datos del 2MASS por Motte et al. (2007) para seleccionar las regiones con mayor densidad columnar que fueron observadas por dichos autores en emisión de continuo milimétrico (resaltadas en la imagen dentro de los cuadros de líneas punteadas). (b) Imágenes de la emisión de continuo milimétrico (1.2 mm) observada por Motte et al. (2007) en el noroeste de la región de formación estelar Cygnus-X. Las coordenadas de G78.4+2.6, ubican a esta región HII UC dentro de la zona denotada como 2c4 por Motte et al. (2007).

La búsqueda de emisión maser hacia la región de formación estelar G78.4+2.6 ha sido el objetivo de varios trabajos, ya que en general la emisión maser se observa en las primeras etapas de la formación de estrellas masivas, sin embargo los resultados han sido negativos. Hacia esta región no se ha detectado emisión maser de OH (6035 MHz), H<sub>2</sub>O (22.2 GHz) ó CH<sub>3</sub>OH (6.7 GHz), tampoco emisión térmica de NH<sub>3</sub> (23.6-23.9 GHz), (Baudry et al. 1997; Codella, Felli & Natale 1996; Kurtz & Hofner 2005; Sunada et al. 2007; Slysh et al. 1999).

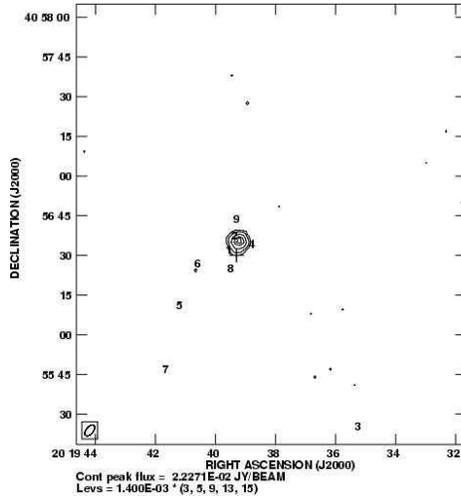
Acerca de la estrella responsable de la ionización en G78.4+2.6, Kurtz y colaboradores (1994) mencionan que la luminosidad en el lejano infrarrojo de la fuente IRAS sugiere dos posibilidades: si la luminosidad infrarroja ob-

servada es debida a una sola estrella esta debe ser de tipo espectral O8<sup>1</sup>, en cambio si la luminosidad infrarroja observada corresponde a un conjunto de estrellas, estiman que la estrella más masiva puede ser de tipo espectral B1. Sin embargo, en este trabajo Kurtz et al. (1994) también reportan observaciones de la emisión de radiocontinuo de la región HII G78.4+2.6 y a partir de ellas se estima que la estrella responsable de la ionización del gas puede ser una estrella de tipo espectral B0-B0.5 de edad cero de secuencia principal (ZAMS<sup>2</sup>). Posteriormente Tej et al. (2007) reportaron observaciones de emisión de radiocontinuo a 1280 y 610 MHz confirmando el resultado obtenido de las observaciones de radiocontinuo de Kurtz et al. (1994).

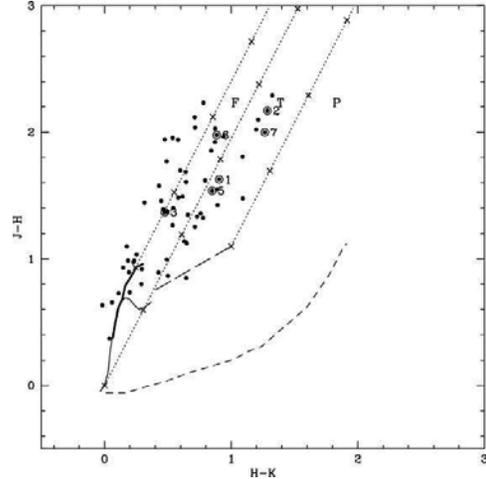
El trabajo presentado por Tej y colaboradores en el 2007 muestra un estudio a varias longitudes de onda hacia la fuente IRAS 20178+4046 asociada a G78.4+2.6. Para ello utilizaron el Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) de la India para observar emisión de radiocontinuo a 1280 y 610 MHz. Estudiaron la región en las bandas JHK del infrarrojo cercano, el infrarrojo mediano a 8.3, 12.13, 14.65 y 21.34  $\mu\text{m}$  y el submilimétrico a 450 y 850  $\mu\text{m}$  utilizando los datos disponibles de los archivos del Two Micron All Sky Survey (2MASS), el Midcourse Space Experiment (MSX), y el James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) respectivamente. Del análisis de sus datos en el infrarrojo cercano (2MASS), proponen que alrededor de IRAS 20178+4046 existen nueve fuentes de tipo temprano, cuyos tipos espectrales, derivados a partir de diagramas color-magnitud son aproximadamente B0.5 o más tempranos (ver Figura 3.2). Sin embargo, señalan que la incertidumbre sobre la distancia de la fuente IRAS, el exceso infrarrojo y el límite de resolución del 2MASS, pueden ocasionar errores en la determinación del tipo espectral de las fuentes infrarrojas, pues al comparar la luminosidad total derivada por las nueve fuentes infrarrojas con la luminosidad del lejano infrarrojo reportada por Kurtz et al. (1994) existe una discrepancia. Del estudio de la emisión de polvo a 450 y 850  $\mu\text{m}$ , reportan la presencia de dos regiones en diferentes etapas evolutivas, ubicadas una hacia el norte y otra hacia el sur. Muy cercanos al núcleo de la componente hacia el sur, encontraron el pico de emisión de radiocontinuo y la posición de la fuente IRAS 20178+4046 (ver Figura 3.3). Además, algunas de las nueve fuentes infrarrojas reportadas por Tej y colaboradores, se localizan dentro de esta componente, por lo cual proponen que esta componente sur se encuentra en una etapa de evolución tardía, en la cual existe un proto-cúmulo o un cúmulo estelar joven parcialmente embebido. En contraste, en la región hacia el norte no encontraron emisión de radio, infrarrojo mediano, ó emisión de infrarrojo lejano; debido a ello propusieron que

<sup>1</sup>En congruencia con el resultado obtenido por McCutcheon et al. en 1991, quienes proponen la existencia de una posible fuente ionizante de tipo espectral O9.

<sup>2</sup>Por sus siglas en inglés “Zero Age Main Sequence”



(a) Figura 1 de Tej et al. (2007)



(b) Figura 4 de Tej et al. (2007)

Figura 3.2: (a) Imagen de contornos a 1280 MHz de la región alrededor de IRAS 20178+4046, obtenida por Tej et al. (2007). El ruido (rms) promedio de la imagen es de  $1.4 \text{ mJy haz}^{-1}$ , y el tamaño del haz es de  $4''.9 \times 2''.7$ . Los números marcan la posición de las fuentes infrarrojas, observadas por los autores. La cruz marca la posición de la fuente IRAS. (b) Diagrama color-color de las fuentes en la vecindad de IRAS 20178+4046, obtenida por Tej et al. (2007). Las dos curvas sólidas representan la ubicación de las estrellas SP (línea delgada) y las estrellas gigantes (línea gruesa). La línea larga discontinua, indica la ubicación de las estrellas TTc. Las líneas punteadas paralelas, son vectores de enrojecimiento, a lo largo de estas líneas se encuentran cruces ubicadas a intervalos de cinco magnitudes de extinción visual. La línea discontinua corta representa la ubicación de estrellas AeBe de Herbig. La gráfica está clasificada en tres regiones: F (estrellas de campo con poco exceso IR), T (estrellas TTc con gran exceso IR y estrellas AeBe de Herbig con poco exceso IR) y P (objetos tipo proto-estelar y estrellas AeBe de Herbig).

la región al norte puede ser un pre-protocúmulo, el cual se encuentra en una etapa temprana de formación estelar donde se desarrollan las etapas iniciales de colapso en la nube y posiblemente podría dar inicio a la formación estelar. Estos resultados condujeron a Tej y colaboradores a concluir que hacia la fuente IRAS 20178+4046 existe un escenario donde conviven diferentes regiones, cada una en distintas etapas evolutivas de formación estelar.

Los resultados obtenidos en los estudios previos hacia la región de formación estelar que alberga a la región III G78.4+2.6, sugerían que realizando observaciones sensitivas de la emisión de continuo de radio hacia esta región,

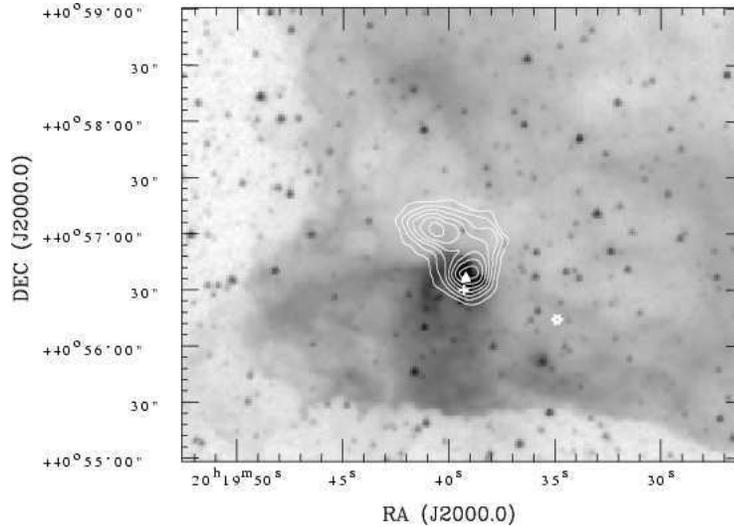


Figura 3.3: Imagen de contornos de la emisión del polvo a  $850 \mu\text{m}$ , sobrepuesta en la imagen del Spitzer a  $3.6 \mu\text{m}$  de la region alrededor de IRAS 20178+4046, obtenida por Tej et al. (2007). El triángulo muestra la posición del pico de la emisión de radio, la cruz marca la posición de la fuente IRAS y el asterisco marca la posición de los picos en infrarrojo lejano reportados por Verma et al., 2003.

sería posible detectar cúmulos ó grupos de estrellas de baja masa alrededor de estrellas OB, que aún no habían sido detectadas debido a que los tiempos de integración al observar regiones HII son generalmente cortos. Con este objetivo, realizamos observaciones profundas de la emisión de continuo de radio a 3.6 cm, haciendo uso del radio-interferómetro *Very Large Array* (VLA).

## 3.2. Observaciones

El interferómetro *Very Large Array* del *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO) localizado cerca de la ciudad de Socorro, *New Mexico*, está compuesto por 27 antenas, cada una de las cuales tiene un diámetro de 25 m. Estas forman un arreglo en forma de Y (ver Figura 3.4) de modo que cuando alcanzan su separación máxima la antena más lejana se encuentra a 21 km del centro del arreglo. Las configuraciones básicas en las cuáles se varía el radio del interferómetro, se denotan como D, C, B y A, de la más compacta a la más extendida respectivamente. El correlador del VLA tiene dos formas básicas de operación: de continuo y de línea espectral. Las longitudes de onda con las que trabaja este interferómetro son 90, 20, 6, 3.6, 2.0, 1.3 y 0.7 cm a las cuales comúnmente se les denomina bandas P, L, C, X, U,



Figura 3.4: Vista panorámica del VLA (Imagen cortesía de *National Radio Astronomy Observatory / Associated Universities, Inc.*)

K y Q, respectivamente.

La región HII UC G78.4+2.6 se observó a 3.6 cm (8.4 GHz) en la configuración B, los días 6 y 7 de Agosto del año 2002 con un tiempo total de observación sobre la fuente de 10 horas. Se tomaron los datos utilizando dos IFs cada uno con un ancho de banda efectivo de 50 MHz y ambas polarizaciones circulares. La escala de la densidad de flujo fue determinada utilizando las observaciones del calibrador de amplitud 1331+305, para el cual derivamos una densidad de flujo de 5.22 y 5.20 Jy, para el IF=1 (8.4351 GHz) y para el IF=2 (8.4851 GHz) respectivamente. Se utilizó la fuente 2007+404 como calibrador de fase derivando densidades de flujo de  $2.704 \pm 0.003$  y  $2.708 \pm 0.003$  Jy para el primer y segundo IF respectivamente. Los datos fueron editados y calibrados utilizando el patrón de procedimientos del Astronomical Image Processing System (AIPS) del NRAO. También se autocalibraron los datos en fase y para las fuentes más alejadas del centro aplicamos una corrección del haz primario de las imágenes utilizando la tarea PBCOR. El haz sintetizado resultante fue  $0''.76 \times 0''.67$  con un ángulo de posición de  $-79^\circ$ , y la señal a ruido *rms* es de  $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ .

### 3.3. Detección de fuentes compactas de radio hacia G78.4+2.6

De nuestras observaciones de la emisión de radiocontinuo, realizadas con alta resolución angular, encontramos que en adición a la HII UC G78.4+2.6, a la cual denominamos por simplicidad VLA 1, es posible identificar emisión de radiocontinuo arriba de  $5\sigma$ , proveniente de cuatro fuentes compactas (denominadas VLA 2 a VLA 5) ubicadas en los alrededores de VLA 1 (ver Figura 3.5). En las imágenes se observa que la fuente compacta VLA 4 aparece dentro de la región extendida de la fuente cometaria VLA 1, lo cual sugiere dos opciones: en la primera opción VLA 4 es una fuente en la línea de visión de VLA 1 y por tal motivo aparece proyectada en la región extendida de la cometaria; para la segunda opción VLA 4 se encuentra embebida en la región HII cometaria. Desafortunadamente, nuestros datos no tienen suficiente resolución angular para averiguar cual es la naturaleza de esta fuente de radio y cual de las dos opciones explica lo observado. Haciendo uso de la imagen del Spitzer a  $3.6 \mu\text{m}$  y del catálogo de fuentes puntuales (Point Source Catalog, PSC) del 2MASS, buscamos contrapartes en el infrarrojo-cercano para las fuentes VLA 1-VLA 5, dentro de un diámetro de  $4''$  alrededor de cada fuente de radio VLA. Los parámetros obtenidos de las observaciones de la emisión de radiocontinuo, y las posibles contrapartes en el infrarrojo cercano de las fuentes VLA, se encuentran listadas en la Tabla 3.1. Con la finalidad de obtener un valor más preciso de las densidades de flujo a  $3.6 \text{ cm}$  (cuarta columna) para las fuentes VLA 2 a VLA-5 se midieron en una imagen donde la emisión extendida (mayor a  $0''.5$ ) fue suprimida utilizando solamente los datos  $(u,v)$  con líneas de base mayores a  $100 \text{ k}\lambda$ , de esta forma se separó, en lo posible, a VLA 4 de la emisión extendida de la región HII cometaria.

De las nueve fuentes infrarrojas reportadas por Tej y colaboradores (2007), únicamente la fuente reportada por ellos como la fuente número 2, coincide claramente en posición con una de nuestras fuentes de radio, la fuente VLA 1, que corresponde a la región HII cometaria. Esto se aprecia muy bien en la Figura 3.5(b). En esta figura también se muestra la posible asociación de la fuente VLA 4 y la fuente de Tej identificada con el número 1, pero el corrimiento en la posición con respecto a la fuente VLA 4 es evidente (aproximadamente  $1''.5$ ). Es importante señalar que Tej et al. (2007) hacen hincapié en la coincidencia de posición de la fuente IRAS 20178+4046 y la fuente infrarroja denotada con el número 1 observada por ellos (ver Figura 3.2). Si VLA 4 y la fuente infrarroja de Tej identificada con el número 1 estuviesen asociadas, y la emisión de radiocontinuo a  $3.6 \text{ cm}$  que detectamos en nuestras observaciones estuviese siendo producida por una región ionizada esférica y ópticamente delgada, podemos estimar el número de fotones ionizantes producidos por la

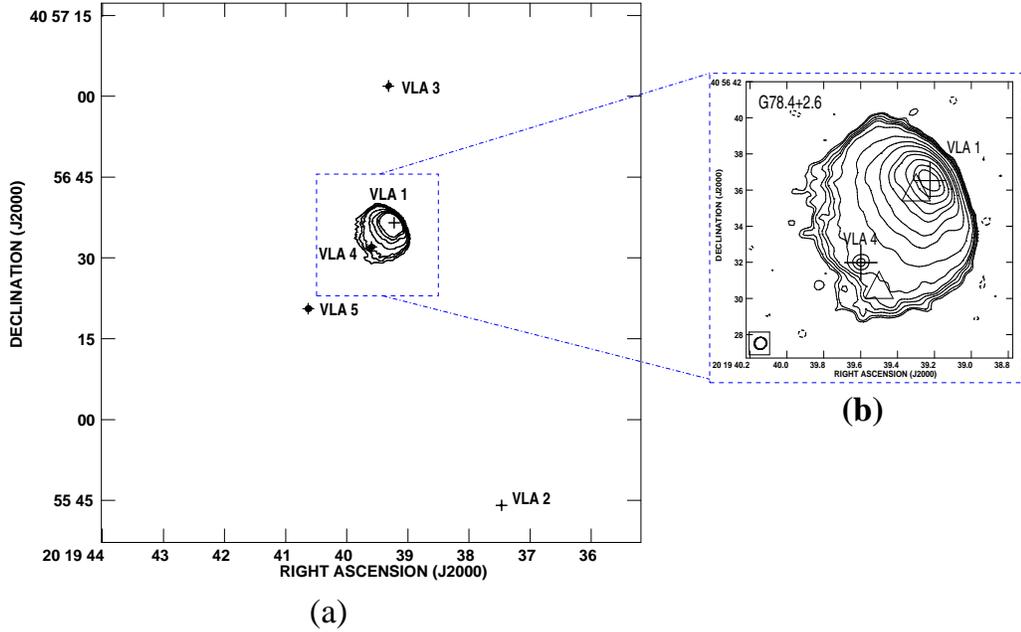


Figura 3.5: Izquierda (a): Imagen de contornos de la emisión de radiocontinuo a 3.6 cm proveniente de G78.4+2.6 y las cuatro fuentes compactas en sus alrededores (Neria, Gómez & Rodríguez, 2010). Los niveles de contornos son  $-5, 5, 10, 15, 30, 50, 70$  y  $90$  veces  $10 \mu\text{mJy haz}^{-1}$ , el ruido (rms) promedio de la imagen. Derecha (b): Imagen de contornos de la emisión de radiocontinuo a 3.6 cm proveniente de G78.4+2.6. Los niveles de contornos son  $-3, 3, 4, 6, 8, 10, 15, 30, 50, 70, 100, 120, 150, 180$  y  $200$  veces  $10 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ , el ruido (rms) promedio de la imagen. El tamaño del haz es  $0.''76 \times 0.''67$  con P.A. de  $-79^\circ$  y se muestra en la esquina inferior izquierda de la imagen. Los triángulos marcan las posiciones de las fuentes infrarrojas reportadas por Tej et al. (2007) como número 1 (parte inferior-izquierda de la cometaria) y número 2 (parte superior-derecha de la cometaria). Las cruces marcan la posición del pico de emisión de las fuentes de radio (VLA 1 y VLA 4).

estrella cada segundo  $N_i$  con la ecuación 2.61. Adoptando una distancia de 1.7 kpc, estimamos para VLA 4  $N_i = 1.3 \times 10^{44} \text{s}^{-1}$ , lo cual implica que la estrella excitadora sería de tipo B3 ZAMS, pero si consideramos una distancia de 3.3 kpc,  $N_i = 5.0 \times 10^{44} \text{s}^{-1}$ , y entonces el tipo espectral de la estrella sería  $\sim$ B2 ZAMS. En ninguno de los dos casos la tasa de fotones ionizantes alcanza la cantidad necesaria para asociar una estrella de tipo espectral B0.5 V o una más temprana como lo propusieron Tej et al. (2007). Sin embargo, para aclarar si en verdad existe una relación entre la fuente compacta de radio VLA 4 y la fuente infrarroja número 1, es necesario realizar nuevas observaciones a diferentes frecuencias y con mayor resolución angular.

Cuadro 3.1: Parámetros físicos de las fuentes de radio hacia G78.4+2.6

Fuente	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Densidad de Flujo (mJy)	Contraparte-NIR (2MASS PSC)	Contraparte-Spitzer <sup>a</sup> $\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$\frac{\Delta S}{\Delta t}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8) <sup>b</sup>
VLA 1	20 19 39.224	40 56 36.53	62.26±0.14	20193932+4056358 <sup>c</sup>	20 19 39.12	40 56 37.8	N
VLA 2	20 19 37.475	40 55 44.11	0.06±0.02	20193748+4055441	20 19 37.48	40 55 44.1	N
VLA 3	20 19 39.318	40 57 01.91	0.11±0.02	20193931+4057018	20 19 39.34	40 57 01.8	N
VLA 4	20 19 39.599	40 56 31.98	0.48±0.02	20193949+4056305 <sup>d</sup>	20 19 39.56	40 56 32.2	N
VLA 5	20 19 40.630	40 56 20.57	0.24±0.02 <sup>e</sup>	–	20 19 40.64	40 56 20.2	Y

<sup>a</sup>Posición del pico asociado con la imagen del Spitzer a 3.6  $\mu\text{m}$ .

<sup>b</sup>En esta columna se indica si la fuente presentó variabilidad temporal en la densidad de flujo (S)

<sup>c</sup>Fuente infrarroja numero 2 de Tej et al. (2007).

<sup>d</sup>Fuente infrarroja numero 1 de Tej et al. (2007).

<sup>e</sup>Densidad de flujo (S) promediada en tiempo.

Como mencionamos al inicio de este capítulo, se sabe que la region HII UC (VLA 1) se encuentra excitada por una estrella de tipo espectral B0-B0.5 ZAMS. Consideramos que si en los alrededores de la región HII UC, existiesen más estrellas de tipo espectral B0.5 ZAMS, como lo propusieron Tej et al. (2007), deberían de haber sido detectadas en nuestras observaciones, debido a la ionización del gas que producen este tipo de estrellas. Esto lo podemos afirmar haciendo uso de la expresión 2.61 para calcular el flujo de fotones ionizantes  $N_i$ , que produciría una estrella con un flujo de  $5\sigma$  localizada a una distancia de 3.3 kpc, como consideran Tej et al. (2007). De estos cálculos encontramos que  $\log(N_i) = 43.71$  lo cual corresponde al flujo de fotones ionizantes de una estrella de tipo espectral B3 ZAMS, es decir que en nuestras observaciones es posible identificar estrellas de tipo espectral B3 o más tempranas. Como este no fue el caso, estos resultados favorecen una distancia de 1.7 kpc para G78.4+2.6, pues la no detección del resto de las fuentes infrarrojas de Tej et al. (2007), puede deberse al factor considerado por estos autores sobre el error que puede introducir la incertidumbre en la distancia a G78.4+2.6 en la determinación del tipo espectral de sus fuentes infrarrojas. Si en lugar del valor de 3.3 kpc utilizado por Tej y colaboradores, consideramos una distancia cinemática de 1.7 kpc (Wilking et al. 1989; Schneider et al. 2006), entonces las candidatas a estrellas B0.5 serían estrellas menos luminosas, de las cuales no se espera que tengan una región ionizada lo suficientemente brillante para ser detectada por nosotros.

Cuatro de nuestras fuentes compactas de radio están localizadas en la componente sur del núcleo trazado por la emisión de polvo a  $850\mu\text{m}$  (ver último párrafo de la sección 3.1), lo cual sugiere su asociación con un núcleo

en una etapa de evolución tardía donde estrellas masivas han formado una región HII UC. La fuente compacta de radio VLA 3 se encuentra desplazada  $\sim 16''$  del centro de la componente norte del núcleo (ver Figura 5 de Tej et al. 2007) el cual está trazado por la emisión de polvo a  $850 \mu\text{m}$  y no está asociado con emisión de radio o infrarrojo cercano, sugiriendo que se encuentra en una etapa de evolución temprana (Klein et al. 2005; Tej et al. 2006, 2007). Por tanto consideramos que VLA 3 podría ser una estrella (PSP) embebida en el núcleo al norte en etapa de evolución temprana, o bien, podría ser una componente externa del núcleo al sur que aparece proyectada en la línea de visión del núcleo al norte. Si se confirmara la asociación de VLA 3 con el núcleo al norte, esto apoyaría la idea de autores como Klein et al. (2005) y Molinari et al. (2008), de acuerdo con la cual los objetos menos masivos se encuentran entre los primeros en formarse en la evolución de un núcleo a cúmulo.

Para estar seguros de que las fuentes compactas de radio (VLA 2-VLA 5) identificadas en nuestras observaciones, no son fuentes de campo (por ejemplo fuentes compactas como radiogalaxias) utilizamos la fórmula dada por Windhorst et al. (1993) para determinar el número de fuentes de campo esperadas por minuto de arco cuadrado,  $N$ , con una densidad de flujo a 8.3 GHz por arriba de un valor  $S$ :

$$\left[ \frac{N}{(\text{arcmin})^2} \right] = 0.0024 \left[ \frac{S}{\text{mJy}} \right]^{-1.3}. \quad (3.1)$$

Utilizando  $S = 0.05 \text{ mJy}$  ( $5\sigma$  del rms medido de la imagen de continuo de radio), dentro de un ángulo sólido de  $1'5 \times 1'5$ , obtenemos que el número de fuentes de campo esperadas es de  $\sim 0.3$ . Dado que el número esperado de fuentes de campo es pequeño, esto implica que VLA 2-VLA 5 son miembros de la región de formación estelar y no fuentes de campo.

### 3.3.1. Determinación de parámetros físicos de VLA 1

Siguiendo la formulación de Mezger & Henderson (1967) y Rodríguez et al. (1980) para una región ionizada homogénea y esféricamente simétrica estimamos los parámetros físicos de la región HII UC G78.4+2.6, suponiendo que el gas tiene una densidad electrónica constante y una temperatura electrónica de 8000 K (Tej et al. 2007). De nuestras observaciones a 3.6 cm medimos para VLA 1 un tamaño angular de  $4'5 \times 3'5$  ( $\sim 0.03 \text{ pc}$  a una distancia de 1.7 kpc), y una densidad de flujo total de  $\sim 62.3 \text{ mJy}$ . El valor que medimos para la densidad de flujo es congruente con el obtenido en otras observaciones de radio (Wilking et al. 1989; McCutcheon 1991; Kurtz, et al. 1994; Tej et al.

2007) en el intervalo de frecuencias de 0.6-8.5 GHz, que indican una región ópticamente delgada.

Adoptando una distancia cinemática para la región HII UC de 1.7 kpc y utilizando la ecuación 2.57, encontramos que la densidad de electrones es de  $n_e = 6.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , en consecuencia haciendo uso de las ecuaciones 2.55 y 2.56 obtuvimos una medida de emisión (ME) de  $1.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ . La masa de gas ionizado se obtuvo a partir de la expresión 2.60, dando como resultado  $M_{HII} = 8.5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ . Suponiendo una distancia cinemática de 3.3 kpc, y utilizando las expresiones mencionadas anteriormente, los parámetros físicos obtenidos serían:  $n_e = 4.6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ,  $M_{HII} = 4.5 \times 10^{-2} M_{\odot}$  y una medida de emisión aproximada de  $1.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ .

Utilizando las tazas de ionización de Panagia (1973) y suponiendo que el logaritmo de la tasa de ionización tiene un comportamiento aproximadamente lineal con el subtipo espectral (Vacca, Garmany & Shull 1996), estimamos que la estrella ionizante de VLA 1 es de tipo espectral B0.5 ZAMS suponiendo una distancia de 1.7 kpc, o de B0.3 ZAMS suponiendo una distancia de 3.3 kpc. Este último resultado se encuentra de acuerdo con lo estimado por Kurtz et al. (1994) y Tej et al. (2007) quienes estimaron para la fuente excitadora de VLA 1 un tipo espectral entre B0 y B0.5, suponiendo una distancia cinemática de 3.3 kpc.

### 3.3.2. Variabilidad temporal

Como se mencionó en la parte final del capítulo 1.3, en varias regiones de formación estelar se han encontrado, a longitudes de onda de radio, cúmulos de estrellas de pre-secuencia principal (PSP) con la presencia de miembros que se caracterizan por emisión no-térmica variable en el tiempo (Gómez et al. 2000, 2002; Reipurth et al. 2002; Rodríguez, Gómez & Reipurth 2003; Zapata et al. 2004). Esta emisión no térmica se ha asociado con radiación de tipo girosincrotrón (ver capítulo 2.2.2) proveniente de una magnetósfera activa en una estrella de PSP. La identificación de otros cúmulos de características similares a los mencionados, constituye una herramienta útil para recaudar información importante acerca de los procesos de formación estelar.

Para investigar si alguna(s) de las cuatro fuentes compactas de radio detectadas en los alrededores de la region HII UC G78.4+2.6 muestra variabilidad en la densidad de flujo durante las 12 horas (aproximadamente) que duró la observación (de las cuales 10 horas fueron sobre la fuente), realizamos el procedimiento que a continuación se describe.

Cuando el observador está interesado en determinar la densidad de flujo de una fuente en el campo como función del tiempo, lo puede conseguir

creando imágenes de los datos sobre pequeños intervalos de tiempo. Una forma alternativa de hacerlo es estudiar el plano  $(u, v)$  a diferentes intervalos de tiempo para buscar la variabilidad a diferentes escalas temporales, ambos procedimientos son equivalentes. Las fuentes individuales se identifican en la imagen, la cual se encuentra en el plano  $(x, y)$ , y en el plano  $(u, v)$  es posible aislar la emisión de dichas fuentes.

Dado que la visibilidad  $V(u, v)$  para un punto dado  $(u, v)$  esta dada por (Thompson, Moran & Swenson 1986):

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \exp[i2\pi(ux + vy)] dx dy, \quad (3.2)$$

donde  $V(u, v)$  es en general una función compleja,  $u$  y  $v$  son las proyecciones de la línea de base de un par de antenas dadas a lo largo de las coordenadas del cielo  $x$  y  $y$ , respectivamente, dadas en unidades de longitudes de onda. Además  $I(x, y)$  es la intensidad de la fuente o fuentes como función de la posición  $(x, y)$  con respecto al centro de fase.

Un punto localizado en el centro de fase,  $(x, y) = (0, 0)$ , puede ser descrito por:

$$I(x, y) = S \delta^2(x, y), \quad (3.3)$$

donde  $S$  es la densidad de flujo de la fuente y  $\delta^2$  es la función delta de Dirac en dos dimensiones. Entonces la integral de la ecuación 3.2 se puede escribir como:

$$V(u, v) = S. \quad (3.4)$$

En este caso, las partes real,  $Re(u)$ , e imaginaria,  $Im(u)$ , de la visibilidad están dadas por:

$$Re(u, v) = S, \quad (3.5)$$

$$Im(u, v) = 0. \quad (3.6)$$

Finalmente, las partes real e imaginaria son promediadas sobre el intervalo de valores de  $u$  y  $v$  para las cuales se ha medido,  $-u_m \leq u \leq u_m$ ,  $-v_m \leq v \leq v_m$ :

$$Re = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} Re(u, v) du dv = S, \quad (3.7)$$

$$Im = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} Im(u, v) du dv = 0. \quad (3.8)$$

Es decir, el promedio sobre  $(u, v)$  de las componentes real e imaginaria de la visibilidad de una fuente puntual en el centro de fase simplemente son  $S$  y  $0$ , respectivamente.

¿Qué pasa si hay una fuente adicional en el campo, centrada en una posición diferente del centro de fase? Suponiendo que esta otra fuente es puntual y que se encuentra localizada en el punto  $(x, y) = (x_1, 0)$ , esta se puede describir por:

$$I(x, y) = S_1 \delta^2(x - x_1, y), \quad (3.9)$$

donde  $S_1$  es su densidad de flujo. Nuevamente utilizando la ecuación 3.2 obtenemos las partes real  $Re_1(u, v)$ , e imaginaria  $Im_1(u, v)$ , de la visibilidad, dadas en este caso por:

$$Re_1(u, v) = S_1 \cos(2\pi u x_1), \quad (3.10)$$

$$Im_1(u, v) = S_1 \sin(2\pi u x_1). \quad (3.11)$$

Promediando sobre  $(u, v)$ , obtenemos

$$Re_1 = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} Re_1(u, v) du dv \quad (3.12)$$

$$= \frac{1}{2u_m} \int_{-u_m}^{+u_m} S_1 \cos(2\pi u x_1) du \quad (3.13)$$

$$= S_1 \frac{\sin(2\pi u_m x_1)}{2\pi u_m x_1} = S_1 \text{sinc}(2\pi u_m x_1), \quad (3.14)$$

donde  $\text{sinc} = \frac{\sin x}{x}$ ,

$$Im_1 = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} Im_1(u, v) du dv \quad (3.15)$$

$$= \frac{1}{2u_m} \int_{-u_m}^{+u_m} S_1 \sin(2\pi u x_1) du = 0. \quad (3.16)$$

Concluimos que, en este caso el promedio sobre  $(u, v)$  de la componente imaginaria es 0, como en el caso de la fuente en el centro de fase. La componente real es ahora la densidad de flujo de la fuente, multiplicada por una función sinc. Para un interferómetro bien diseñado podemos asumir que  $u_m \simeq v_m$ , y que la resolución angular de los datos esta dada aproximadamente por:

$$\theta \simeq \frac{1}{u_m} \simeq \frac{1}{v_m}. \quad (3.17)$$

Entonces, se puede concluir que siempre y cuando esta fuente este alejada del centro de fase varios elementos de resolución y no sea muy brillante, su contribución a la componente real es pequeña. En resumen, siempre y cuando se cumpla la condición:

$$S \gg \frac{S_1}{2\pi(x_1/\theta)}, \quad (3.18)$$

podemos suponer que la componente real de la visibilidad promediada esta dominada por la densidad de flujo de la fuente en el centro de fase.

En el caso de la fuente VLA 5, de la figura 3.7, tenemos que  $S \simeq 0.1 - 0.3$  mJy. Las otras fuentes compactas en los alrededores de G78.4+2.6 tienen densidades de flujo comparables a las de VLA 5 y se encuentran a distancias angulares de  $15''$  o más de la región HII UC. Como la resolución angular de los datos es  $\theta \simeq 0''.7$ , tenemos que la separación angular es  $x_1 \simeq 20 \theta \simeq 20/u_m$ , y que el límite superior de la contribución de esas fuentes esta dada por

$$|Re_1| \leq 0.003 \text{ mJy}. \quad (3.19)$$

Entonces, las otras fuentes puntuales en el campo contribuyen menos que 1% a la componente real medida después de centrar los datos  $(u,v)$  en la posición de VLA 5.

Sin embargo, tenemos que considerar el efecto de la fuente extendida VLA 1, quien en comparación con las fuentes compactas VLA 2-VLA 5 es muy brillante,  $S_1 \simeq 60$  mJy. En este caso, se puede mostrar que la condición dada por la ecuación 3.18 aproximadamente se convierte en

$$S \gg \left[ \frac{\theta}{\theta_S} \right]^2 \frac{S_1}{2\pi(x_1/\theta)}, \quad (3.20)$$

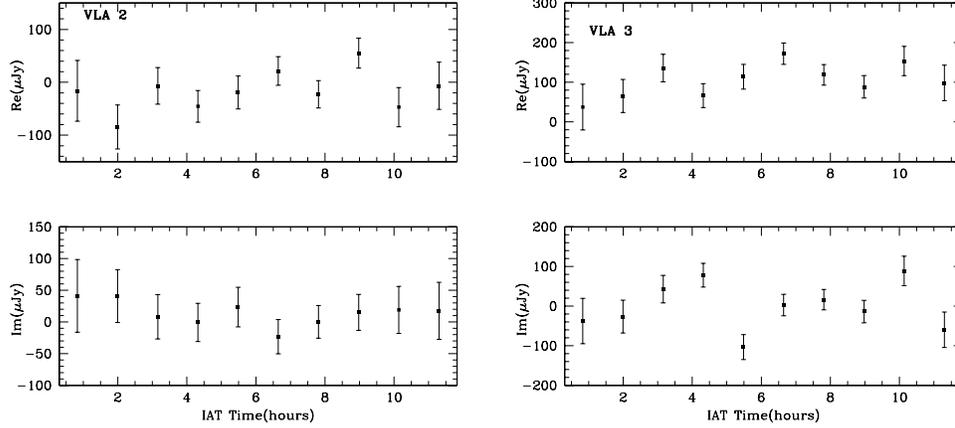
donde  $S_1$  es la densidad de flujo de la fuente extendida, y  $\theta_S$  es su diámetro angular,  $\theta_S \simeq 4''$  en el caso de VLA 1. En este caso  $x_1 \simeq 20''$ . Evaluando la contribución de VLA 1 a la posición de VLA 5 obtenemos,

$$|Re_1| \leq 0.01 \text{ mJy}, Im_1 = 0. \quad (3.21)$$

Por tanto, podemos concluir que la contribución de VLA 1 a la posición de VLA 5 no afecta significativamente las determinaciones de la densidad de flujo de esta última fuente, y cualquier cambio encontrado en el flujo será intrínseco a la fuente. La contribución de las fuentes extendidas en el campo se ve suprimida adicionalmente al no incluir en el promedio las líneas de base cortas de los datos  $(u,v)$ , donde está presente la mayoría de la emisión extendida.

Para medir la variabilidad de cada una de las fuentes compactas VLA 2-VLA 5, se realizó el siguiente procedimiento:

1. Determinamos la posición precisa de la fuente compacta, utilizando la imagen que se muestra en la Figura 3.5a (Figura 2 de Neria, Gómez & Rodríguez, 2010), obteniendo su centroide ajustado utilizando la tarea en AIPS JMFIT.



(a) Componentes real e imaginaria de la densidad de flujo de VLA 2

(b) Componentes real e imaginaria de la densidad de flujo de VLA 3

Figura 3.6: Componentes real e imaginaria de la densidad de flujo de VLA 2 (a) y VLA 3 (b), como función del tiempo (IAT=International Atomic Time).

2. Se calculó el parámetro SHIFT que nos da el corrimiento en posición de la fuente respecto al centro de la imagen,

$$SHIFT = (x_{centro} - x_{jmfit}) * cellsize, -(y_{centro} - y_{jmfit}) * cellsize. \quad (3.22)$$

Donde  $(x_{centro}, y_{centro})$  es la posición del centro de la imagen y  $(x_{jmfit}, y_{jmfit})$  es el centroide ajustado de la fuente compacta.

Ejemplo: En nuestra imagen  $(x_{centro}, y_{centro}) = (2048, 2049)$ , en pixeles, y  $cellsize = 0.18$ , para el caso particular de la fuente VLA 3  $(x_{jmfit}, y_{jmfit}) = (2041.841, 2189.624)$  para la cual obtuvimos  $SHIFT = (1.109, 25.312)$ .

3. Recentramos los datos  $(u, v)$  en la posición de la fuente considerada, utilizamos la tarea UVFIX de AIPS, con el parámetro SHIFT obtenido.
4. Utilizando el archivo generado con extensión .UVFIX, se graficaron las componentes real e imaginaria de la densidad de flujo, de la fuente considerada, como función del tiempo, promediando sobre el plano  $(u, v)$  en un intervalo temporal de 10 segmentos. Para ello se hizo uso de la tarea UVPLT. Para evitar la contaminación de la emisión extendida, utilizamos únicamente los datos  $(u, v)$  con líneas de base mayores que 100 kλ suprimiendo la emisión de escalas mayores que 0".5, haciendo una restricción en UVRANGE.

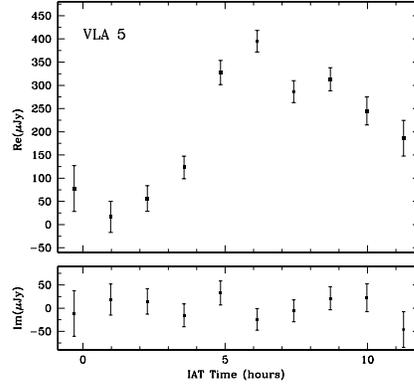


Figura 3.7: Componentes real e imaginaria de la densidad de flujo de VLA 5 como función del tiempo.

La técnica descrita no trabaja de forma confiable en el caso de VLA 4, debido a que se encuentra embebida en la región HII UC que es mucho más brillante. En el caso del resto de las fuentes, no se encontró evidencia de variabilidad para las fuentes VLA 2 y VLA 3. Para dichas fuentes se obtuvieron las gráficas que se muestran en la Figura 3.6 donde no se observa variabilidad. Sin embargo, encontramos clara evidencia de variabilidad para VLA 5 como se muestra en las gráficas presentadas en la Figura 3.7. En la octava columna de la Tabla 3.1 se indica si las fuentes presentaron variabilidad temporal en la densidad de flujo o no.

La variabilidad observada en VLA 5 es similar a la observada en otras estrellas de baja masa PSP (por ej. Gómez et al. 2002, Bower et al. 2003; Gómez et al. 2008; Forbrich, Menten & Reid 2008) y puede ser atribuida a emisión girosincrotrón de una magnetósfera activa. Para regiones HII UC o glóbulos externamente ionizados no se espera observar variabilidad en escalas de tiempo tan cortas.

### 3.4. Otras fuentes en el campo

En adición a las cuatro radio-fuentes compactas (VLA 2-VLA 5) detectadas en los alrededores de G78.4+2.6, al norte de la región HII UC detectamos otro grupo de cinco fuentes compactas con emisión de radiocontinuo arriba de  $5\sigma$  a las cuales denominamos VLAN 1-VLAN 5. Los parámetros de estas fuentes se reportan en la Tabla 3.2

Después de aplicar a la imagen la tarea UVTAPER ( $50 k\lambda$ , resultando un

Cuadro 3.2: Parámetros de las fuentes de radio hacia el norte de G78.4+2.6

Fuente	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Densidad de Flujo <sup>a</sup> (mJy)
VLAN 1	20 19 33.457	40 58 53.25	0.57±0.05
VLAN 2	20 19 36.554	40 58 34.86	0.87±0.04
VLAN 3	20 19 36.874	40 58 46.14	0.49±0.04
VLAN 4	20 19 37.997	40 59 21.84	0.09±0.03
VLAN 5	20 19 42.030	40 59 22.97	0.28±0.05

<sup>a</sup>Densidades de flujo a 3.6 cm corregidas por la respuesta del haz primario.

haz de tamaño  $3''.26 \times 3''.02$ , con P.A.= $60^\circ$ ) notamos que las fuentes VLAN 2 y VLAN 3 presentan emisión extendida. En el caso de VLAN 2, tal emisión de radio extendida parece ser un posible jet. La radio fuente VLAN 1 también presenta algunos signos de emisión extendida, aunque su morfología es más compacta. En la Figura 3.8 se muestra una imagen de las tres fuentes de radio VLAN que muestran emisión extendida. Las fuentes VLAN 4 y VLAN 5 no muestran emisión extendida y se encuentran más alejadas de las primeras tres fuentes VLAN, es por ello que no se observan en la figura.

Al igual que se hizo para las fuentes detectadas en los alrededores próximos de la región HII UC, se buscó contrapartes para las fuentes VLAN con la finalidad de aclarar la naturaleza de estas fuentes. Para ello se hizo uso de la base de datos Strasbourg Astronomical Data Center (CDS) y de la imagen del Spitzer a  $3.6 \mu\text{m}$ , sin embargo no se encontró contraparte alguna, dentro de un radio de un segundo de arco, para ninguna de las cinco fuentes VLAN. También se buscó emisión de radio a 1.4 GHz haciendo uso del NRAO VLA Sky Survey (NVSS) en el cual se reportan fuentes con flujo mayor a  $\sim 1.2 \text{ mJy}$  ( $3\sigma$ ), pero tampoco se encontró contraparte alguna para las fuentes VLAN. La morfología y la emisión extendida de las fuentes VLAN 1-3 sugiere dos posibilidades que podrían explicar la naturaleza de estas tres fuentes:

- Las tres fuentes compactas VLAN 1-3 podrían ser parte de un cúmulo de radio-galaxias,
- VLAN 1-3 pueden ser regiones ionizadas alrededor de estrellas masivas, pues las regiones HII presentan morfologías variadas (cfr. Kurtz et al. 1994, 1999). Sin embargo, la falta de una contraparte IRAS, para éstas fuentes, va en contra de esta posibilidad.

Realizar nuevas observaciones centradas en estas fuentes, es necesario para aclarar su naturaleza.

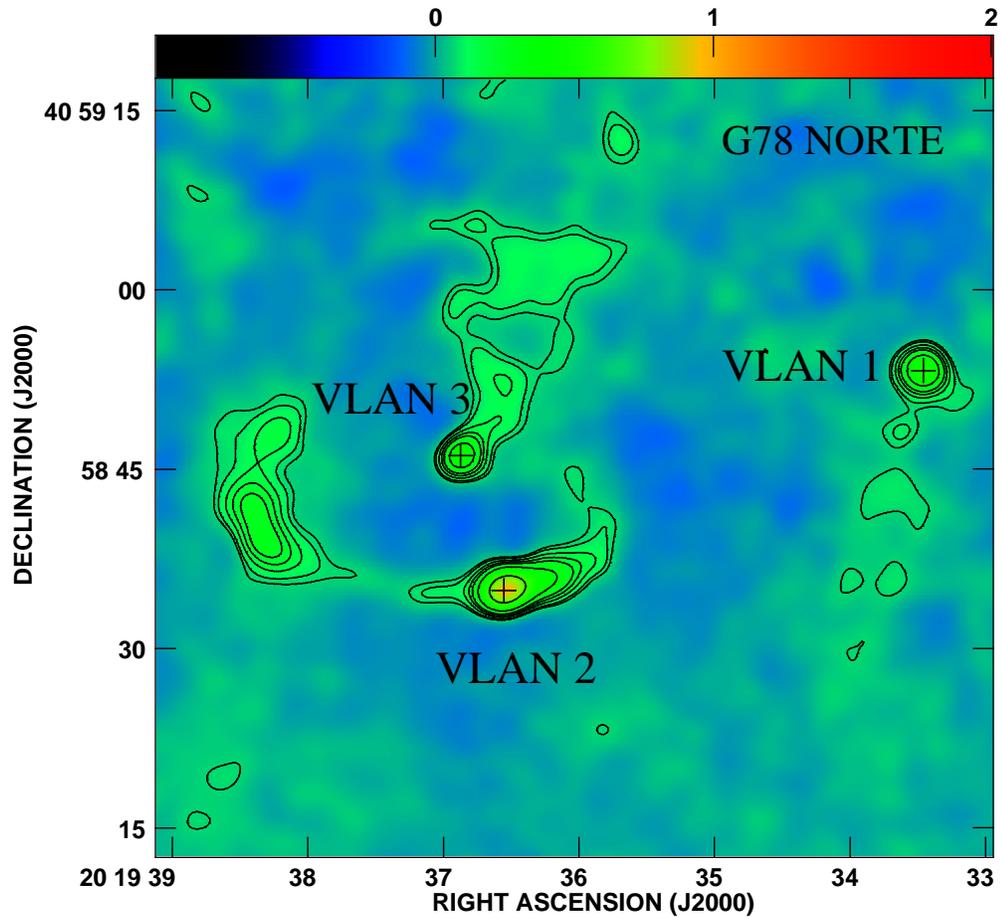


Figura 3.8: Imagen de contornos sobrepuesta sobre una imagen en escala de colores de la emisión de radio continuo a 3.6 cm proveniente de las fuentes compactas VLAN 1, VLAN 2 y VLAN 3 localizadas al noroeste de G78.4+2.6. Los niveles de contornos son 3, 4, 6, 8, 10, 15, 30 y 50 veces  $21.8 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ , el ruido (rms) promedio de la imagen. La escala de colores va de  $-0.2$  a  $0.9 \text{ mJy haz}^{-1}$ . Las cruces marcan la posición del pico de emisión de las fuentes de radio.

# Capítulo 4

## Conclusiones y trabajo a futuro

Presentamos observaciones de la emisión de continuo de radio a 3.6 cm, realizadas con alta resolución angular, de la región de formación estelar hacia la región HII UC G78.4+2.6, para las cuales hicimos uso del VLA. En adición a la región HII UC de morfología cometaria, encontramos un grupo de cuatro fuentes compactas de radio (VLA 2-VLA 5). Las cuatro fuentes compactas, coinciden en posición con picos de emisión en la imagen del Spitzer a 3.6  $\mu\text{m}$ . De las cinco fuentes que encontramos con emisión a 3.6 cm, únicamente VLA 1 se encuentra claramente asociada con la fuente infrarroja número 2 reportada por Tej y colaboradores (2007), con un tipo espectral B0.5 SP. Otra fuente compacta de radio, VLA 4, podría estar asociada con la fuente IR número 1 de Tej et al. (2007), y le correspondería un tipo espectral entre B2-B3 SP. El resto de las fuentes compactas de radio son probablemente estrellas pre-secuencia principal (PSP) de baja masa con tipos espectrales entre F y G SP. Una de ellas, VLA 5, muestra evidencia de variabilidad de su densidad de flujo (a longitud de ondas de radio), en una escala de tiempo de horas.

La no detección en nuestras observaciones de contrapartes con emisión de radio continuo para las fuentes infrarrojas número 3 a 9 de Tej et al. (2007), favorecen el valor más pequeño de 1.7 kpc para la distancia cinemática a G78.4+2.6.

Cuatro de nuestras fuentes compactas de radio podrían estar asociadas con un núcleo en una etapa de evolución tardía donde estrellas masivas han formado una región HII UC, pues se encuentran localizadas en la componente sur del núcleo trazado por la emisión de polvo a 850  $\mu\text{m}$  reportado por Tej et al. (2007). Por su parte la fuente compacta de radi VLA 3 se encuentra

desplazada  $\sim 16''$  del centro de la componente norte del núcleo trazado por la emisión de polvo a  $850 \mu\text{m}$  observado por Tej y colaboradores (2007), por ello consideramos que VLA 3 podría ser una estrella (PSP) embebida en el núcleo al norte en etapa de evolución temprana, o bien, podría ser una componente externa del núcleo al sur que aparece proyectada en la línea de visión del núcleo al norte.

Otro grupo de cinco fuentes compactas de radio se encontró  $3'$  al noroeste de la región HII UC G78.4+2.6. La naturaleza de estas fuentes no fue determinada.

Los resultados que obtuvimos nos indican que es necesario realizar nuevas observaciones a dos frecuencias distintas, hacia la región de formación estelar alrededor de G78.4+2.6 para aclarar la naturaleza de las fuentes compactas de radio VLA 2-VLA 5, por medio de la obtención de índices espectrales y la búsqueda de variabilidad en la densidad de flujo de estas fuentes, a escalas de tiempo mayores.

También es necesario realizar nuevas observaciones con mayor resolución angular, centradas en las fuentes compactas al noroeste de G78.4+2.6, para aclarar si se trata de un grupo de estrellas masivas o de fuentes extragalácticas.

# Bibliografía

- [1] Adams, F. C., & Myers, P. C. 2001, *ApJ*, 553, 744
- [2] André, P. 1996, *ASPC*, 93, 273.
- [3] André, P., Montmerle, T., & Feigelson, E. D. 1987, *AJ*, 93, 1182.
- [4] Bally, J. 2003, *ASPC*, 287, 263.
- [5] Bally, J., Reipurth, B. & Davis, C. J. 2007, *Protostars and Planets V*, 215.
- [6] Bally, J. & Zinnecker, H. 2005, *AJ*, 129, 2281.
- [7] Baudry, A., Desmurs, J. F., Wilson, T. L., & Cohen, R. J. 1997, *A&A*, 325, 255.
- [8] Becker, R. H. & White, R. L. 1988, *ApJ*, 324, 893.
- [9] Bertoldi, F. 1989, *ApJ*, 346, 735.
- [10] Bieging, J. H., Cohen, M., & Schwartz, P. R. 1984, *ApJ*, 282, 699.
- [11] Blitz, L., Fukui, Y., Kawamura, A., Leroy, A., Mizuno, N., & Rosolowsky, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 81
- [12] Bonnell, I. A., Bate, M. R. & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93.
- [13] Bower, G. C., Plambeck, R. L., Bolatto, A., McCrady, N., Graham, J. R., de Pater, I., Liu, M. C., & Baganoff, F. K. 2003, *ApJ*, 598, 1140.
- [14] Brooks, K. J., Garay, G., Mardones, D. & Bronfman, L. 2003, *ApJL*, 594, 131.
- [15] Brown, A. 1987, *ApJL*, 322, 31.
- [16] Brown, A., Walter, F. M., Ambruster, C., Stewart, R. T. & Jeffries, R. 1996, *ASPC*, 93, 294.

- [17] Burke, B. F. & Graham-Smith, F. 1997, *An Introduction to Radio Astronomy*, Cambridge University.
- [18] Burke B. F. & Franklin K.L. (a) 1955, *JGR*, 60, 213.
- [19] Burke B. F. & Franklin K.L. (b) 1955, *AJ*, 60R, 155.
- [20] Carrol, B. W. & Ostlie, D. A. 2007, *An Introduction of modern astrophysics*, Second Edition, Pearson Addison Wesley.
- [21] Carral, P., Kurtz, S. E., Rodríguez, L. F., Menten, K., Cantó, J., & Arceo, R. 2002, *AJ*, 123, 2574
- [22] Chauhan, N. et al. 2009, *MNRAS*, 396, 964.
- [23] Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, 40, 27.
- [24] Codella, C., Felli, M., & Natale, V. 1996, *A&A*, 311, 971.
- [25] Cohen, M. & Bieging, J. H. 1986, *AJ*, 92, 1396.
- [26] Dame, T. M., & Thaddeus, P. 1985, *ApJ*, 297, 751.
- [27] Delva, M., Zhang, T. L., Volwerk, M., Vörös, Z., & Pope, S. A. 2008, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, 0
- [28] Dulk, G. A. 1985, *ARA&A*, 23, 169.
- [29] Dulk, G. A. & Marsh, K. A. 1982, *ApJ*, 259, 350.
- [30] Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, Institute of Physics Publishing.
- [31] Elmegreen B. G. & Lada C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725.
- [32] Estalella R. & Anglada G. 1997, *Introducción a la física del medio interestelar*, Edicions de la Universitat de Barcelona.
- [33] Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1985, *ApJL*, 289, L19.
- [34] Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1999, *ARA&A*, 37, 363.
- [35] Ferrière, K. M. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031.
- [36] Figer, D. F., Najarro, F., Gilmore, D., Morris, M., Kim, S. S., Serabyn, E., McLean, I. S., Gilbert, A. M., Graham, J. R., Larkin, J. E., Levenson, N. A. & Teplitz, H. I. 2002, *ApJ*, 581, 258.
- [37] Forbrich, J., Menten, K. M., & Reid, M. J. 2008, *A&A*, 477, 267.

- 
- [38] Franco-Hernández, R., Moran, J. M., Rodríguez, L. F. & Garay, G. 2009, *ApJ*, 701, 974.
- [39] Garay, G. 1996, *Formación estelar*, UNAM-FCE Ediciones Científicas Universitarias. Rodríguez L. F., compilador. 53-127.
- [40] Garay, G., Ramirez, S., Rodriguez, L. F., Curiel, S., & Torrelles, J. M. 1996, *ApJ*, 459, 193.
- [41] Garay, G., Brooks, K. J., Mardones, D., & Norris, R. P. 2003, *ApJ*, 587, 739.
- [42] Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049.
- [43] Garay, G., Moran, J.M. & Reid, M.J. 1987, *ApJ*, 314, 535.
- [44] Greene, T. 2001, *American Scientist*, 89, 316.
- [45] Gómez, Y., Garay, G., Rodríguez-Rico, C. A., Neria, C., Rodríguez, L. F., Escalante, V., Lizano, S. & Lebrón, M. 2010, *AJ*, 140, 913.
- [46] Gómez, Y., Rodríguez, L. F. & Garay, G. 2000, *ApJ*, 531, 861.
- [47] Gómez, Y., Rodríguez, L. F. & Garay, G. 2002, *ApJ*, 571, 901.
- [48] Gómez, L., Rodríguez, L. F., Loinard, L., Lizano, S., Allen, C., Poveda, A. & Menten, K. M. 2008, *ApJ*, 685, 333.
- [49] Gutermuth, R. A. et al. 2005, *ApJ*, 632, 397.
- [50] Hallinan, G., Antonova, A., Doyle, J. G., Bourke, S., Lane, C. & Golden, A. 2008, *ApJ*, 684, 644.
- [51] Hartmann, L. 2009, *Accretion Processes in Star Formation*, Second Edition, Cambridge University Press.
- [52] Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., Cunningham, C. R., Lightfoot, J. F. & Jenness, T. 1999, *MNRAS*, 303, 659
- [53] Hughes, V. A., Cohen, R. J., & Garrington, S. 1995, *MNRAS*, 272, 469.
- [54] Jansky, K. G. 1933a, *Popular Astronomy*, 41, 548
- [55] Jansky, K. G. 1933b, *Nature*, 132, 66
- [56] Jian, L.K. et al. 2009, *ApJL*, 701, L105
- [57] Karnik, A. D., Ghosh, S. K., Rengarajan, T.Ñ., Tandon, S.Ñ. & Verma, R. P. 1999, *BASI*, 27, 167

- [58] Karttunen, H., et al. 2003, *Fundamental Astronomy*, Fourth Edition Springer.
- [59] Kasper, J. C., Lazarus, A. J. & Gary, S. P. 2008, *Physical Review Letters*, 101, 261103.
- [60] Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag.
- [61] Klein R., Posselt B., Schreyer K., Forbrich J., & Henning T. 2005, *ApJS*, 161, 361.
- [62] Klein, R. I., Inutsuka, S.-I., Padoan, P. & Tomisaka, K. 2007, *Protostars and Planets V*, 99.
- [63] Kun, M., Vinkó, J., & Szabados, L. 2000, *MNRAS*, 319, 777
- [64] Kurtz, S. 2002, *ASPC*, 267, 81.
- [65] Kurtz, S., Churchwell, E. & Wood D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659.
- [66] Kurtz, S. & Hofner, P. 2005, *ApJ*, 130, 711.
- [67] Kurtz, S., Watson, A. M., Hofner, P., & Otte, B. 1999, *ApJ*, 514, 232.
- [68] Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57.
- [69] Leous, J. A., Feigelson, E. D., André, P. & Montmerle, T. 1991, *ApJ*, 379, 683.
- [70] Li, Z. & Nakamura, F. 2002, *ApJ*, 578, 256.
- [71] Lizano, S. 1996, *Formación estelar*, UNAM-FCE Ediciones Científicas Universitarias. Rodríguez L. F., compilador. 195-231.
- [72] Lizano, S. 2003, *ASPC*, 287, 115.
- [73] Lizano, S. & Shu, F.H. 1989, *ApJ*, 342, 834.
- [74] Maneva, Y. G., Araneda, J. A. & Marsch, E. 2009, *American Institute of Physics Conference Series*, 1121, 122.
- [75] McCutcheon, W. H., Sato, T., Dewdney, P. E. & Purton, C. R. 1991, *AJ*, 101, 1435.
- [76] McKee, C. F. & Ostriker, C. E. 2007, *ARA&A*, 45, 565.

- 
- [77] Megeath, S. T., Biller, B., Dame, T. M., Leass, E., Whitaker, R. S. & Wilson, T. L. 2002, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, 267, 257.
- [78] Mezger, P. G., Altenhoff, W., Schraml, J., Burke, B. F., Reifenstein, E. C. III & Wilson, T. L. 1967, *ApJL*, 150, L157.
- [79] Mezger, P. G. & Henderson, A. P. 1967, *ApJ*, 147, 471.
- [80] Molinari, S., Pezzuto, S., Cesaroni, R., Brand, J., Faustini, F. & Testi, L. 2008, *A&A*, 481, 345.
- [81] Morgan, J. A., Snell, R. L. & Strom, K. M. 1990, *ApJ*, 362, 274.
- [82] Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Menten, K. M., & Broguière, D. 2007, *A&A*, 476, 1243
- [83] Nakano, T. 1979, *PASJ*, 31, 697.
- [84] Neria, C., Gómez, Y., & Rodríguez, L. F. 2010, *RMxAA*, 46, 253
- [85] O'Dell, C. R. & Beckwith, S. V. W. 1997, *Science*, 276, 1355.
- [86] Ogura, K. 2006, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 34, 111.
- [87] Oesterbrock, 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books.
- [88] O'Neal, D., Feigelson, E. D., Mathieu, R. D. & Myers, P. C. 1990, *AJ*, 100, 1610.
- [89] Osten, R. A. & Wolk, S. J. 2009, *ApJ*, 691, 1128.
- [90] Palla, F. & Stahler, S. W. 2000, *ApJ*, 540, 255.
- [91] Panagia, N. 1973, *AJ*, 78, 92.
- [92] Patel, N. A., et al. 2005, *Nature*, 437, 109
- [93] Phillips, R. B., Lonsdale, C. J., Feigelson, E. D. & Deeney, B. D. 1996, *AJ*, 111, 918.
- [94] Pravdo, S. H., Rodríguez, L. F., Curiel, S., Canto, J., Torrelles, J. M., Becker, R. H. & Sellgren, K. 1985, *ApJL*, 293, L35.
- [95] Privalnik, D. 2000, *An introduction to the theory of stellar structure and evolution*, Cambridge University Press.

- [96] Ramaty, R. 1969, *ApJ*, 158, 753.
- [97] Reipurth, B., Rodríguez, L. F., Anglada, G. & Bally, J. 2002, *AJ*, 124, 1045.
- [98] Rodríguez, L. F., Anglada, G., & Curiel, S. 1999, *ApJS*, 125, 427.
- [99] Rodríguez L. F. & García-Barreto J. A. 1984, *Fuentes compactas de Ondas de Radio en regiones de Formación estelar. Temas Selectos de Astrofísica*, UNAM. Manuel Peimbert, compilador. 75-80.
- [100] Rodríguez, L. F., Garay, G., Brooks, K. J. & Mardones, D. 2005, *ApJ*, 626, 953.
- [101] Rodríguez, L. F., Gómez, Y. & Reipurth, B. 2003, *ApJ*, 598, 1100.
- [102] Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P. & Gottlieb, E. W. 1980, *ApJ*, 235, 845.
- [103] Rodríguez-Martínez, M. et al. 2008, *37th COSPAR Scientific Assembly*, 37, 2638.
- [104] Rohlfs T. & Wilson T.L. 1996, *Tools of Radio Astronomy*, Springer.
- [105] Rybicki, G.B. & Lightman, A.P. 2004, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-Interscience.
- [106] Schraml, J. & Mezger, P. G. 1969, *ApJ*, 156, 269.
- [107] Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., et al. 2006, *A&A*, 458. 855.
- [108] Shu, F. H. 1982, *The physical Universe. An Introduction to Astronomy*, University Science Books.
- [109] Shu, F. H., Adams, F. C. & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23.
- [110] Slysh, V. I., Val'tts, I. E., Kalenskii, S. V., et al. 1999, *A&AS*, 134, 115.
- [111] Smith, A. et al. 2009, *IAUS*, 253, 456.
- [112] Stahler, S. W. & Palla, F. 2004, *The Formation of Stars*, Wiley-Vch.
- [113] Stine, P. C., & O'Neal, D. 1998, *AJ*, 116, 890.
- [114] Sunada, K., Nakasato, T., Ikeda, N., Hongo, S., Kitamura, Y., & Yang, J. 2007, *PASJ*, 59, 1185.
- [115] Tapia, M., Rodríguez, L. F., Persi, P., Roth, M., & Gómez, M. 2009, *AJ*, 137, 4127.

- 
- [116] Tej, A., Ghosh, S. K., Kulkarni, V. K., Ojha, D. K., Verma, R. P. & Vig, S. 2007, *A&A*, 468, 1001.
- [117] Tej, A., Ojha, D. K., Ghosh, S. K., Kulkarni, V. K., Verma, R. P., Vig, S. & Prabhu, T. P. 2006, *A&A*, 452, 203.
- [118] Testi, L, Palla, F. & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515.
- [119] Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 1986, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, New York, Wiley-Interscience.
- [120] Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914.
- [121] Verma, R. P., Ghosh, S. K., Mookerjee, B., & Rengarajan, T.Ñ. 2003, *A&A*, 398, 589
- [122] Westpfahl, D. J. 1999, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, 180, 201
- [123] White, S. M., Pallavicini R. & Kundu, M. R. 1992, *A&A*, 259, 149.
- [124] Wilking, B. A., Blackwell, J. H., Mundy, L. G., & Howe, J. E. 1989, *ApJ*, 345, 257
- [125] Windhorst, R. A., Fomalont, E. B., Partridge, R. B., & Lowenthal, J. D. 1993, *ApJ*, 405, 498.
- [126] Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831.
- [127] Zapata, L., Rodríguez, L. F., Kurtz, S. & O'Dell, C. R. 2004, *AJ*, 127, 2252.

## COMPACT RADIO SOURCES IN THE VICINITY OF THE ULTRACOMPACT HII REGION G78.4+2.6

Citlali Neria, Yolanda Gómez, and Luis F. Rodríguez

Centro de Radioastronomía y Astrofísica  
Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Mexico

Received 2010 January 26; accepted 2010 June 4

### RESUMEN

Utilizando el Very Large Array (VLA) a 3.6 cm, hemos identificado cuatro nuevas fuentes compactas de radio en los alrededores de la región HII con morfología cometaria G78.4+2.6 (VLA 1). Las cuatro fuentes compactas de radio (denominadas VLA 2 a 5), tienen contrapartes en el infrarrojo cercano, como se muestra en la imagen del Spitzer a 3.6  $\mu\text{m}$ . Una de estas fuentes (VLA 5) claramente muestra evidencia de radio-variabilidad en una escala de tiempo de horas. Hemos explorado la posibilidad de que estas radio-fuentes están asociadas con estrellas de pre-secuencia principal (PMS) en la vecindad de la región HII ultracompacta G78.4+2.6. Nuestros resultados favorecen una distancia corta de 1.7 kpc para G78.4+2.6. Además de la detección de radio-fuentes en los alrededores de G78.4+2.6, detectamos otro grupo de cinco fuentes, localizado aproximadamente 3' al noroeste de la región HII. Algunas de estas fuentes presentan emisión extendida.

### ABSTRACT

Using the Very Large Array (VLA) at 3.6 cm we identify four new compact radio sources in the vicinity of the cometary HII region G78.4+2.6 (VLA 1). The four compact radio sources (named VLA 2 to VLA 5), have near-infrared counterparts, as seen in the 3.6  $\mu\text{m}$  Spitzer image. One of them (VLA 5) clearly shows evidence of radio variability in a timescale of hours. We explore the possibility that these radio sources are associated with pre-main sequence (PMS) stars in the vicinity of the UC HII region G78.4+2.6. Our results favor the smaller distance value of 1.7 kpc for G78.4+2.6. In addition to the detection of the radio sources in the vicinity of G78.4+2.6, we detected another group of five sources which appear located about 3' to the northwest of the HII region. Some of them exhibit extended emission.

*Key Words:* HII regions — ISM: individual (G78.4+2.6, IRAS 20178+4046) — radio continuum: stars

### 1. INTRODUCTION

Although our understanding of star forming regions has progressed in recent years, many aspects of the early evolution stages are still unclear. Observationally, pre-main sequence (PMS) stars are among the most difficult to study because they are usually heavily obscured by their parental molecular cloud. Observations at radio wavelengths of young clusters are of considerable relevance because a fraction of these stars appear to be undetectable even in the infrared. In this sense radio observations can provide

unique information. Radio clusters of non-thermal PMS stars have been found in several star forming regions. Gómez et al. (2000, 2002) reported centimeter wavelength observations of the GGD14 star forming region. In this study, they found a radio cluster of PMS stars made of eight extremely compact and faint radio sources around a compact HII region that seems to be ionized by a B0.5 zero age main sequence (ZAMS) star. Similar radio clusters have been studied toward HH 124 IRS by Reipurth et al. (2002), NGC 2024 (Orion B) by Rodríguez,

Gómez, & Reipurth (2003) and toward the Orion Nebula (M42) by Zapata et al. (2004), among others. Some members of the radio clusters mentioned above are characterized by compact non-thermal emission, time variability, and in some cases circular polarization. All these characteristics suggest that most likely their radio emission is due to the gyrosynchrotron mechanism from an active magnetosphere in a PMS star (e.g. Gómez et al. 2002).

The identification of more such PMS clusters can provide valuable information of the star forming processes. Here we present the identification of new members that surround the HII region G78.4+2.6. This is an ultracompact (UC) HII region whose estimated kinematic distances range from 1.7 kpc (Wilking et al. 1989; Schneider et al. 2006) to 3.3 kpc (Kurtz, Churchwell, & Wood 1994). It has a cometary morphology (Kurtz et al. 1994) and it is associated with the IRAS source 20178+4046 with a far-infrared luminosity of  $7 \times 10^4 L_{\odot}$  (assuming a distance of 3.3 kpc). From the radio continuum emission the HII region seems to be ionized by a B0–B0.5 ZAMS star (Kurtz et al. 1994; Tej et al. 2007). No maser emission of OH (6035 MHz), H<sub>2</sub>O (22.2 GHz) or CH<sub>3</sub>OH (6.7 GHz) or thermal emission of NH<sub>3</sub> (23.6–23.9 GHz) has been detected toward this region (Baudry et al. 1997; Codella, Felli, & Natale 1996; Kurtz & Hofner 2005; Sunada et al. 2007; Slysh et al. 1999). In the mid-infrared images the UC HII region appears single (Crowther & Conti 2003), but the presence of a stellar group/cluster around it is clear in the near-infrared images (Tej et al. 2007).

Recently, Tej et al. (2007) presented a multi-wavelength study toward IRAS 20178+4046. They used the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) to map the radio continuum emission at 1280 and 610 MHz. Available archival data from the Two Micron All Sky Survey (2MASS), the Midcourse Space Experiment (MSX), and the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) were used to study the complex in the near-infrared (NIR) *JHK* bands, the mid-infrared at 8.3, 12.13, 14.65 and 21.34  $\mu\text{m}$  and the sub-mm at 450 and 850  $\mu\text{m}$ , respectively. From their analysis of the NIR 2MASS data, they proposed the presence of nine early type sources with spectral types  $\sim$  B0.5 or earlier around IRAS 20178+4046. Their multiwavelength study led Tej et al. (2007) to conclude that a scenario with possible different evolutionary stages of star formation is present toward IRAS 20178+4046 (G78.4+2.6).

In this paper we present sensitive high resolution radio continuum observations at 3.6 cm in order

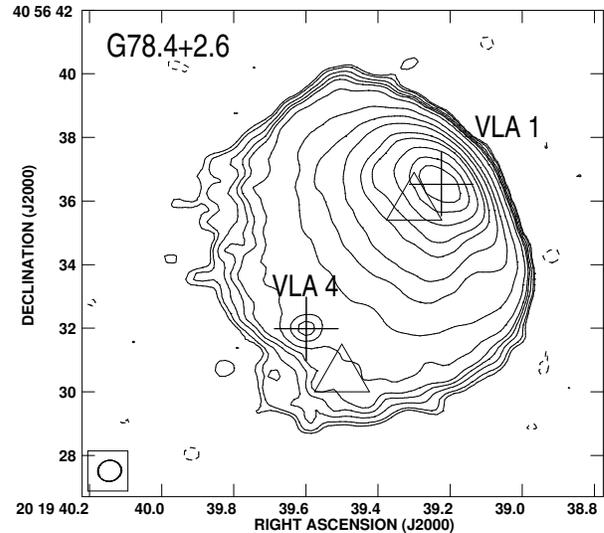


Fig. 1. Contour image of the 3.6 cm continuum emission from the UC HII region G78.4+2.6. The contours are  $-3, 3, 4, 6, 8, 10, 15, 30, 50, 70, 100, 120, 150, 180$  and  $200$  times  $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the rms noise of the image. The synthesized beam ( $0''.76 \times 0''.67$  with a position angle of  $-79^\circ$ ) is shown in the bottom left corner of the image. The dynamic range achieved in the 3.6 cm image is approximately 200. The crosses mark the peak position of the 3.6 cm radio sources VLA 1 and VLA 4. The triangles mark the positions of the NIR sources number 1 (bottom left) and number 2 (top right) of Tej et al. (2007).

to search for faint compact radio continuum sources around this UC HII region.

## 2. OBSERVATIONS

G78.4+2.6 was observed with the VLA of the NRAO<sup>1</sup> at 3.6 cm (8.4 GHz) in the B configuration during 2002 August 6 and 7 for a total on-source time of  $\sim 10$  hrs. The data were taken using two IFs each with an effective bandwidth of 50 MHz and both circular polarizations. The flux density scale was determined from observations of the amplitude calibrator 1331+305, for which we assumed a flux density of 5.22 and 5.20 Jy, for IF=1 (8.4351 GHz) and IF=2 (8.4851 GHz), respectively. The source 2007+404 was used as the phase calibrator, with bootstrapped flux densities of  $2.704 \pm 0.003$  and  $2.708 \pm 0.003$  Jy for the first and second IF, respectively. The data were edited and calibrated using the standard procedures of the Astronomical Image Processing System (AIPS) of NRAO. The data were also self-calibrated

<sup>1</sup>The National Radio Astronomy Observatory (NRAO) is operated by Associated Universities Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation.

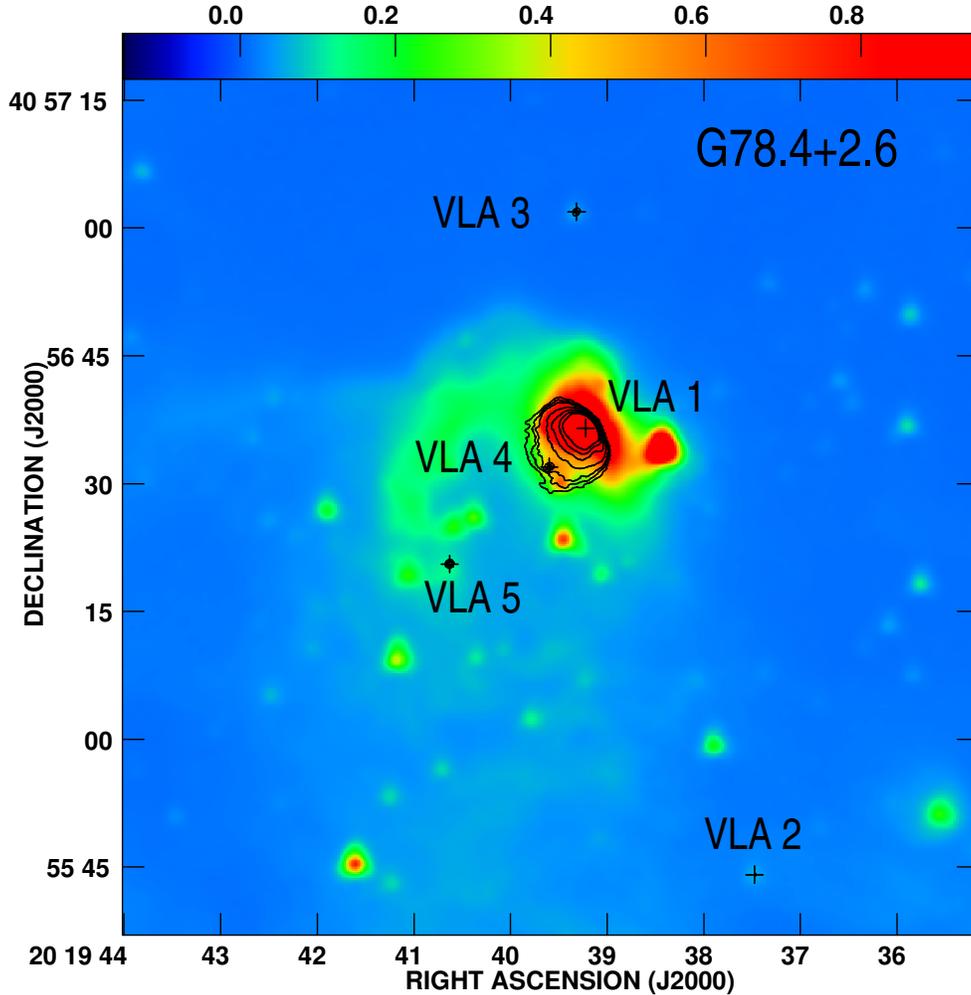


Fig. 2. The image shows the Spitzer  $3.6 \mu\text{m}$  band emission in color for the region around G78.4+2.6. Color scale goes from  $-0.15$  to  $0.95 \text{ GJy sr}^{-1}$ . The contours represent the  $3.6 \text{ cm}$  continuum emission from G78.4+2.6 showing the four compact radio sources. The contours are  $-5, 5, 10, 15, 30, 50, 70$  and  $90$  times  $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the average rms noise of the image. The crosses mark the peak position of the  $3.6 \text{ cm}$  radio sources listed in Table 1. The synthesized beam is  $0''.76 \times 0''.67$  with a position angle of  $-79^\circ$ .

in phase and for sources far away from the center we applied a primary beam correction to the images (with the task PBCOR). The synthesized beam is  $0''.76 \times 0''.67$  with a position angle of  $-79^\circ$ , and the rms noise is  $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ .

### 3. RESULTS

#### 3.1. Compact radio sources toward G78.4+2.6

Figures 1 and 2 show the radio continuum emission at  $3.6 \text{ cm}$  toward the UC HII region G78.4+2.6. In addition to the UC HII region, which we hereafter call VLA 1, it is possible to identify emission from four fainter compact radio continuum sources above the  $5\sigma$  level; they are called VLA 2 through

VLA 5 by us. Figure 1 shows VLA 1 and the compact source VLA 4, which appears inside the extended emission region of the cometary source VLA 1. The source VLA 4 could be physically embedded in the cometary HII region. Unfortunately, our data do not have enough angular resolution to ascertain the nature of this radio source. Figure 2 exhibits a larger area where all the compact radio sources in the vicinity of VLA 1 can be identified.

For these compact sources, we looked for near-infrared counterparts using the Spitzer  $3.6 \mu\text{m}$  band image and the 2MASS Point Source Catalog (PSC), within a radius of  $2''$  around each VLA source. The parameters of the radio continuum sources, and their

TABLE 1  
PARAMETERS OF THE RADIO SOURCES TOWARD G78.4+2.6

Source	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Flux Density <sup>a</sup> (mJy)	NIR Counterpart (2MASS PSC)	Spitzer Counterpart <sup>b</sup> $\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Time Variable?
VLA 1	20 19 39.224	40 56 36.53	62.26±0.14	20193932+4056358 <sup>d</sup>	20 19 39.12	40 56 37.84	N
VLA 2	20 19 37.475	40 55 44.11	0.06±0.02	20193748+4055441	20 19 37.48	40 55 44.14	N
VLA 3	20 19 39.318	40 57 01.91	0.11±0.02	20193931+4057018	20 19 39.34	40 57 01.85	N
VLA 4	20 19 39.599	40 56 31.98	0.48±0.02	20193949+4056305 <sup>e</sup>	20 19 39.56	40 56 32.18	N
VLA 5	20 19 40.630	40 56 20.57	0.24±0.02 <sup>c</sup>	–	20 19 40.64	40 56 20.19	Y

<sup>a</sup>Flux densities at 3.6 cm. The flux densities for sources VLA 2 to 5 were measured from an image where extended emission was suppressed using only  $(u, v)$  data with baselines larger than 100 k $\lambda$ .

<sup>b</sup>Peak position associated with the 3.6  $\mu\text{m}$  Spitzer image.

<sup>c</sup>Time-averaged flux density.

<sup>d</sup>NIR source number 2 of Tej et al. (2007).

<sup>e</sup>NIR source number 1 of Tej et al. (2007).

possible counterparts, are listed in Table 1. Of the nine NIR 2MASS sources reported by Tej et al. (2007), only one (source 2) clearly coincides in position with a VLA source (VLA 1). There is another NIR source reported by Tej (source number 1) that could be associated with a VLA source (VLA 4; within 1''5). In Figure 1 we plot the peak position of the NIR source number 1 of Tej et al. (2007), where the shift in position with respect to the radio source VLA 4 is evident. Further observations at different frequencies and higher angular resolution are required to confirm or reject the association. Tej et al. (2007) have noted that their NIR source number 1 coincides in position with the source IRAS 20178+4046, one of the brightest infrared sources in the region.

To study the time-variability of the four fainter compact radio continuum sources (see Figure 2) during the approximately 12 hours of the total observing session (of which 10 hours were on-source), we proceeded as follows. The precise position of each source was determined from the image shown in Figure 2. The  $(u, v)$  data were then recentered at the position of the source considered and the real and imaginary parts of its flux density were plotted as a function of time, averaged over the  $(u, v)$  plane and in 10 time bins. A detailed description of this technique is given in the Appendix A. To avoid contamination from extended emission, we use only  $(u, v)$  data with baselines larger than 100 k $\lambda$ , suppressing emission from scales larger than  $\sim 0''.5$ . The technique did not work in a reliable way in the case of VLA 4, which is embedded in the much brighter UC HII (VLA 1). In the case of the remaining sources, we found clear

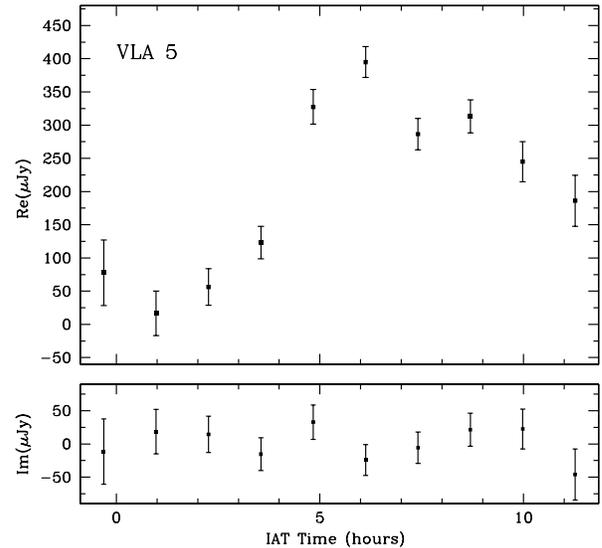


Fig. 3. Real (top) and imaginary (bottom) components of the flux density of VLA 5 as a function of time (IAT = International Atomic Time).

evidence of variability for VLA 5. In Figure 3 we show the real and imaginary parts of its flux density as a function of time, where it can be appreciated that the source was very weak during the first half of the run and that, in a timescale of about an hour, it rose to a much stronger flux density. No evidence of variability was found for VLA 2 and VLA 3. In the last column of Table 1, we list if the sources were time-variable or not.

The variability observed in VLA 5 has been observed in other low-mass PMS stars (e.g., Gómez et

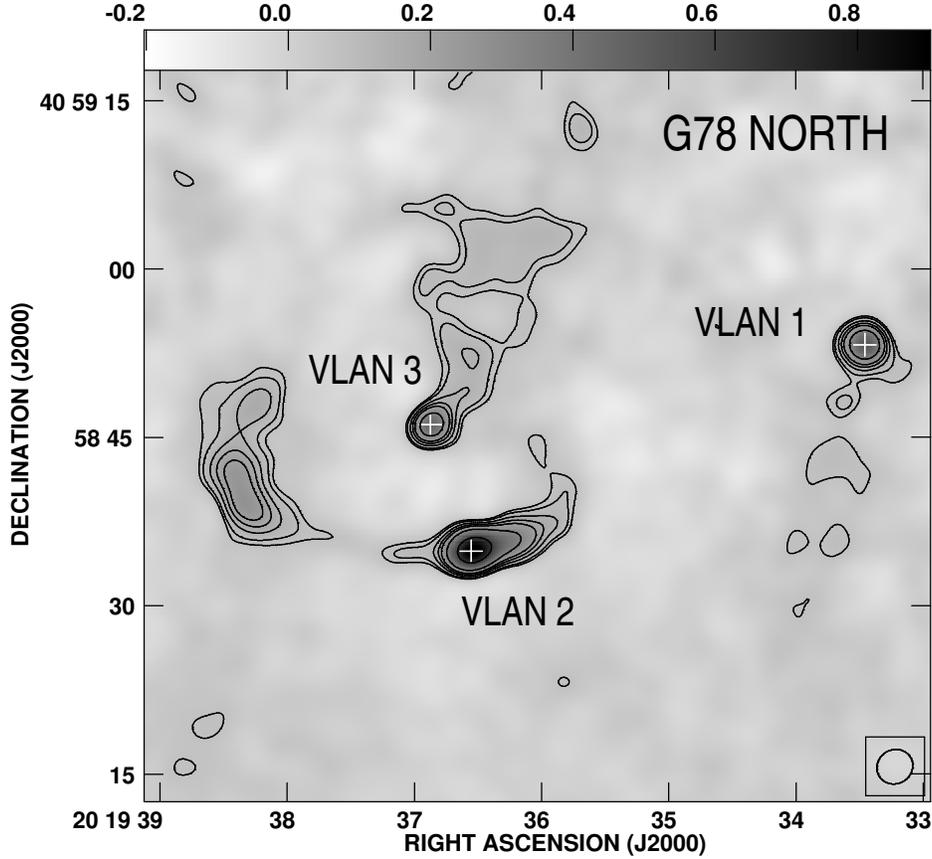


Fig. 4. Contour image overlapped on a grayscale image at 3.6 cm of VLAN 1, VLAN 2 and VLAN 3 toward the G78-North region. Contour levels are 3, 4, 6, 8, 10, 15, 30 and 50 times  $21.8 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the average rms noise of the image. The grayscale flux goes from  $-0.2$  to  $0.9 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The synthesized beam, after applying  $\text{UVTAPER} = 50 \text{ k}\lambda$  ( $3''.26 \times 3''.02$  with a position angle of  $-60^\circ$ ), is shown in the bottom right corner of the image. The crosses mark the peak position of the 3.6 cm radio sources listed in Table 2.

al. 2002; Bower et al. 2003; Gómez et al. 2008; Forbrich, Menten, & Reid 2008) and it can be attributed to gyrosynchrotron emission from an active magnetosphere. For UC HII regions or externally-ionized globules variability at such short time scales is not expected.

### 3.2. Other radio sources in the field

Toward the north of the UC HII region G78.4+2.6, we detect another cluster of five compact radio sources (designated as VLAN 1 to VLAN 5) above  $5\sigma$  level. After we applied UVTAPER (50 k $\lambda$ , resulting in a beam size of  $3''.26 \times 3''.02$ , P.A. =  $-60^\circ$ ) to this image we noted that two of these sources (VLAN 2 and 3) have diffuse extended emission associated with them. The extended radio emission toward the east of VLAN 2 is more likely an extension of a possible jet. VLAN 1 also displays some signs of extended emission though the morphology

is more compact. Figure 4 shows a close-up of the north region showing these three radio sources. The compact sources VLAN 4 and VLAN 5 were not included in this close-up, because they do not exhibit significant extended emission and lie far away from the main group ( $> 10''$ ). Figure 5 shows the sources VLAN 4 and VLAN 5. As for the four fainter compact radio continuum sources in the vicinity of the UC HII (VLA 2 to 5), we also looked for any counterparts in order to gain understanding about their nature. The search in the Strasbourg Astronomical Data Center (CDS) and the Spitzer  $3.6 \mu\text{m}$  band image does not show any counterpart within one arcsec. We also searched for 1.4 GHz radio emission using the NRAO VLA Sky Survey (NVSS), which does not show any source above  $\sim 1.2 \text{ mJy}$  ( $3\sigma$ ). The morphology of VLAN 1 to 3 resembles that of a cluster of radio galaxies, but the extended emission could alternatively be HII regions surrounding massive stars.

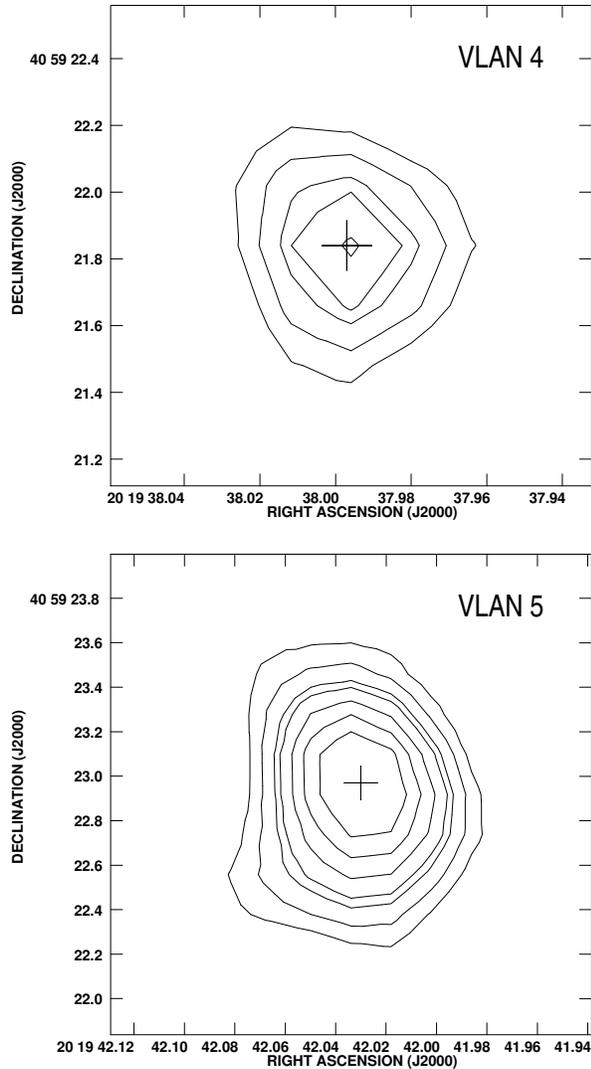


Fig. 5. Contour image of the 3.6 cm continuum emission from VLAN 4 (top) and VLAN 5 (bottom) toward the G78-North region. The contours are  $-5, 5, 7, 9, 10, 12, 14$  and  $16$  times  $10 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , the average rms noise of the image. The synthesized beam is  $0''.76 \times 0''.67$ , with a position angle of  $-79^\circ$ . The crosses mark the peak position of the 3.6 cm radio sources listed in Table 2.

Such varied morphologies of HII regions are not uncommon (e.g., Kurtz et al. 1994, 1999). However, more observations are needed in order to clarify the nature of these sources. The main parameters of the five compact radio sources to the north of G78.4+2.6 are listed in Table 2.

#### 4. DISCUSSION

The high sensitivity continuum observations toward the region G78.4+2.6 (IRAS 20178+4046), have resulted in the identification of four new com-

TABLE 2

PARAMETERS OF THE RADIO SOURCES TOWARD THE NORTH OF G78.4+2.6

Source	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Flux Density <sup>a</sup> (mJy)
VLAN 1	20 19 33.457	40 58 53.25	$0.57 \pm 0.05$
VLAN 2	20 19 36.554	40 58 34.86	$0.87 \pm 0.04$
VLAN 3	20 19 36.874	40 58 46.14	$0.49 \pm 0.04$
VLAN 4	20 19 37.997	40 59 21.84	$0.09 \pm 0.03$
VLAN 5	20 19 42.030	40 59 22.97	$0.28 \pm 0.05$

<sup>a</sup>Flux densities at 3.6 cm corrected for the primary beam response.

compact radio sources in the vicinity ( $< 1'$ ) of the cometary HII region (VLA 1) (see Table 1). These sources could be associated with pre-main sequence (PMS) stars, but multiwavelength observations are required to confirm this.

Tej et al. (2007), based on the analysis of the  $850 \mu\text{m}$  emission, have reported the presence of two regions at different evolutionary stages toward this star-forming region, the northern and southern cores. The southern core traces a later stage of evolution and is associated with the UC HII region, and an earlier stage of evolution is proposed for the northern core, which does not have radio or NIR emission. Tej et al. (2007) have analyzed the nature of the near-infrared sources detected in the 2MASS *JHK* observations around the UC HII G78.4+2.6 region and, by using color-magnitude diagrams and assuming a distance of 3.3 kpc (Kurtz et al. 1994), they proposed the presence of nine B0.5 or earlier type candidates, all mainly located toward the southern core. However, only one (VLA ) of the five radio sources reported by us in this paper (Table 1) clearly coincides in position with one of the nine B0.5 or earlier type sources proposed by Tej et al. (2007).

The UC HII region (VLA 1) is excited at least by a B0.5 ZAMS star (see discussion below) and radio emission is clearly detected. We believe that if more B0.5 stars were present in the surroundings they should have been detected in our deep radio image. The non-detection of the rest of the NIR sources could be due to a factor already considered by Tej et al. (2007): there is considerable uncertainty in the distance to G78.4+2. Indeed, if instead of the large value of 3.3 kpc we consider the smaller value of 1.7 kpc (Wilking et al. 1989; Schneider et al. 2006) then the B0.5 candidates will become less luminous stars, with no expected detectable HII region.

In the particular case of VLA 4, if it is associated with the NIR source number 1 of Tej et al. (2007), and the radio continuum reported in this work at 3.6 cm is produced by an optically thin homogeneous spherical HII region, following Mezger & Henderson (1967), we can estimate the number of ionizing photons per second,  $N_i$ , produced by the exciting star as,

$$\left[ \frac{N_i}{\text{s}^{-1}} \right] = 7.7 \times 10^{43} \left[ \frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] \left[ \frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{0.1} \left[ \frac{D}{\text{kpc}} \right]^2,$$

where  $S_\nu$  is the flux density of the compact source,  $\nu$  is the observing frequency and  $D$  is the distance from the Sun. Adopting a distance of 1.7 kpc, we estimate for VLA 4  $N_i = 1.3 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$ , implying an exciting star type B3 ZAMS (Panagia 1973), while for a distance of 3.3 kpc,  $N_i = 5.0 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$ , then the spectral type will be  $\sim$  B2 ZAMS. In both cases the exciting star for the VLA 4 source should be later than a B2 ZAMS and does not reach the ionizing rate of a B0.5 ZAMS or earlier star. As mentioned above, Tej et al. (2007) had already pointed out that there is a discrepancy seen in their determination of the spectral types by using the NIR color-magnitude diagrams due to the distance uncertainty, to the possible presence of IR excess and to the 2MASS resolution limit.

It is possible to plot the  $(H - K)$  colors and  $K$  magnitudes from our VLA sources with NIR counterparts in a color-magnitude diagram to derive the spectral types of the sources in the same way as was done by Tej et al. (2007). Assuming that VLA 1 is ionized by the NIR source number 2 of Tej et al. (2007), a B0.5 ZAMS star at a distance of 1.7 kpc is needed to provide the ionization. Then, if we apply a similar distance correction in the color-magnitude diagram (Figure 3 of Tej et al. 2007) for all the other sources, we find that VLA 4 (source number 1 of Tej) is associated with a B3 ZAMS star (consistent with our previous estimate from the radio continuum flux density). VLA 2 and VLA 3 will correspond to a spectral type between F and G ZAMS. Only one source clearly shows evidence of fast (hours) radio variability (VLA 5), a physical characteristic of low-mass PMS stars. Unfortunately, this source does not have a NIR counterpart, although it does have a Spitzer (mid-infrared) counterpart (see Table 1). We then propose that VLA 1 is an HII region excited by a B0.5 ZAMS star, VLA 4 is possibly an HII region excited by a B3 ZAMS star and that the remaining three compact radio sources (VLA 2, VLA 3 and VLA 5) are low-mass PMS stars embedded in the star forming region.

The non-detection in our data of radio continuum counterparts to the NIR sources number 3 to 9 from Tej et al. (2007), favors the smaller value of 1.7 kpc for the distance to G78.4+2.6. Also we notice that four of our radio sources are located toward the southern core, where radio and 3.6  $\mu\text{m}$  emission is present (see Figure 2), which suggests their association with a later evolutionary stage core where massive stars have formed an UC HII region.

The compact radio source VLA 3 is displaced  $\sim 16''$  from the center of the northern core. The northern core is traced by the submillimeter emission at 850  $\mu\text{m}$  (see Figure 5 of Tej et al. 2007) and it is not associated with radio or NIR emission, suggesting an early stage of evolution (Klein et al. 2005; Tej et al. 2006, 2007). We propose that VLA 3 may be a PMS star embedded in the early evolutionary stage northern core. Alternatively, VLA 3 could simply be an outer component of the southern core that appears projected in the line-of-sight toward the northern core. If the association with the northern core is confirmed, it will support the idea that the less massive objects are among the first ones to form in a cluster (Klein et al. 2005; Molinari et al. 2008).

In order to be sure that the four compact radio sources identified in this paper are new members of the PMS cluster toward G78.4+2.6 and not background sources, we now estimate the number count probability following Windhorst et al. (1993). The expected number of background sources per square arcmin,  $N$ , with a flux density at 8.3 GHz above  $S$ , is given by

$$\left[ \frac{N}{(\text{arcmin})^2} \right] = 0.0024 \left[ \frac{S}{\text{mJy}} \right]^{-1.3}.$$

Using  $S = 0.05 \text{ mJy}$  ( $5\sigma$  of the radio continuum image), within a solid angle of  $1'.5 \times 1'.5$  we obtain that the expected number of background sources is  $\sim 0.3$ , which suggests that the four compact radio sources are members of the star forming region.

Finally, following the formulation of Mezger & Henderson (1967) and Rodríguez et al. (1980) for a homogeneous and spherically symmetric region, we estimate the physical parameters of the UC HII region G78.4+2.6, assuming that the gas has constant electron density, an electron temperature of 8000 K (Tej et al. 2007) and a kinematic distance of 1.7 kpc. At 3.6 cm we measure a total flux density of  $\sim 62.3 \text{ mJy}$  (see Table 1), and an angular size of  $4''.5 \times 3''.5$  ( $\sim 0.03 \text{ pc}$  at a distance of 1.7 kpc). This flux density is in agreement with other radio estimates (Wilking et al. 1989; McCutcheon et al. 1991; Kurtz et al. 1994; Tej et al. 2007) in the 0.6–

8.5 GHz frequency range, which is consistent with an optically thin region. Under these conditions we estimate an electron density  $n_e = 6.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , an ionized mass  $M_{\text{HII}} = 8.5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ , and an emission measure  $EM$  of  $1.3 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ . Using the ionizing rates of Panagia (1973) and assuming that the logarithm of the ionizing rate has an approximate linear behavior with the spectral subtype (Vacca, Garmany, & Shull 1996), we estimate for the ionizing star of VLA 1 a spectral type of B0.5 ZAMS (for a distance of 1.7 kpc) or of B0.3 ZAMS (for a distance of 3.3 kpc). The latter result is in agreement with Kurtz et al. (1994) and Tej et al. (2007) who estimated a spectral type for the exciting source of VLA 1 between B0 and B0.5 (assuming a distance of 3.3 kpc).

### 5. CONCLUSIONS

We present high angular resolution VLA observations at 3.6 cm toward the star-forming region G78.4+2.6. In addition to the cometary UC HII region VLA 1, a group of four compact radio sources was found (VLA 2 to 5). One of them (VLA 5) shows evidence of radio variability in a timescale of hours. The four new compact radio sources, reported by us, coincide in position with Spitzer 3.6  $\mu\text{m}$  peaks. From the five radio sources reported at 3.6 cm, one is clearly associated with the NIR source number 2 of Tej et al. (2007) with a spectral type B0.5. Another VLA source (VLA 4) seems to be associated with the NIR source number 1 of Tej et al. (2007) and corresponds to a spectral type B3 ZAMS star. The rest of the radio sources (VLA 2, VLA 3 and VLA 5) are probably PMS stars with spectral types between F and G ZAMS. Our results favor the smaller distance of 1.7 kpc (Wilking et al. 1989; Schneider et al. 2006) proposed for the star forming region G78.4+2.6.

Another group of five radio sources is found about  $3'$  to the NW of the HII region G78.4+2.6 whose nature is still undetermined.

We thank an anonymous referee for comments and suggestions that helped to improve this paper. CN, YG, and LR are thankful for the support of DGAPA, Universidad Nacional Autónoma de México, and of Conacyt (Mexico). This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication has also made use of the Spitzer Space Telescope and NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

### APPENDIX A. MEASURING THE FLUX DENSITY AS A FUNCTION OF TIME IN THE $(u, v)$ PLANE

In some cases, the observer is interested in determining the flux density of a source in the field as a function of time. This can be achieved by making images from data on small time intervals, but it is faster (since no images have to be made) to explore in the  $(u, v)$  plane different time intervals to search for variability at different timescales. As it is the case in the image plane  $(x, y)$ , it is possible to isolate the emission from a source also in the  $(u, v)$  plane, as described below.

The visibility  $V(u, v)$  for a given point  $(u, v)$  is (Thompson, Moran, & Swenson 1986):

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \exp[i2\pi(ux+vy)] dx dy, \quad (\text{A1})$$

where  $V(u, v)$  is the visibility, in general a complex function,  $u$  and  $v$  are the projections of the baseline of a given antenna pair along the sky coordinates  $x$  and  $y$ , respectively, given in units of wavelengths, and  $I(x, y)$  is the intensity of the source or sources as a function of the position  $(x, y)$  with respect to the phase center. A point source located at the phase center,  $(x, y) = (0, 0)$ , can be described by

$$I(x, y) = S \delta^2(x, y), \quad (\text{A2})$$

where  $S$  is the flux density of the source and  $\delta^2$  is Dirac's delta function in two dimensions. The integral of equation (1) then becomes:

$$V(u, v) = S. \quad (\text{A3})$$

In this case, the real,  $\text{Re}(u)$ , and imaginary,  $\text{Im}(u)$ , parts of the visibility are given by:

$$\text{Re}(u, v) = S, \quad (\text{A4})$$

$$\text{Im}(u, v) = 0. \quad (\text{A5})$$

Finally, the real and imaginary parts are averaged over the range of values of  $u$  and  $v$  for which one has measurements,  $-u_m \leq u \leq u_m$ ,  $-v_m \leq v \leq v_m$ :

$$\text{Re} = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} \text{Re}(u, v) du dv = S, \quad (\text{A6})$$

$$\text{Im} = \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} \text{Im}(u, v) du dv = 0. \quad (\text{A7})$$

That is, the average over  $(u, v)$  of the real and imaginary components of the visibility of a point

source at the phase center are simply  $S$  and 0, respectively.

What happens if there is an additional source in the field, that is centered at a position different from the phase center? Assuming again that this source is pointlike and that it is located at the point  $(x, y) = (x_1, 0)$ , it can be described by

$$I(x, y) = S_1 \delta^2(x - x_1, y), \quad (\text{A8})$$

where  $S_1$  is its flux density. Again using equation (1) we have that the real,  $\text{Re}_1(u, v)$ , and imaginary,  $\text{Im}_1(u, v)$ , parts of the visibility are in this case given by:

$$\text{Re}_1(u, v) = S_1 \cos(2\pi u x_1), \quad (\text{A9})$$

$$\text{Im}_1(u, v) = S_1 \sin(2\pi u x_1). \quad (\text{A10})$$

Averaging over  $(u, v)$ , we obtain

$$\begin{aligned} \text{Re}_1 &= \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} \text{Re}_1(u, v) dudv \\ &= \frac{1}{2u_m} \int_{-u_m}^{+u_m} S_1 \cos(2\pi u x_1) du \\ &= S_1 \frac{\sin(2\pi u_m x_1)}{2\pi u_m x_1} = S_1 \text{sinc}(2\pi u_m x_1), \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

where  $\text{sinc} = (\sin x)/x$ ,

$$\begin{aligned} \text{Im}_1 &= \frac{1}{2u_m} \frac{1}{2v_m} \int_{-u_m}^{+u_m} \int_{-v_m}^{+v_m} \text{Im}_1(u, v) dudv \\ &= \frac{1}{2u_m} \int_{-u_m}^{+u_m} S_1 \sin(2\pi u x_1) du = 0. \end{aligned} \quad (\text{A12})$$

We conclude that, in this case, the average over  $(u, v)$  of the imaginary component is 0, as in the previous case of the source at the phase center. The real component is now the flux density of the source, multiplied by a sinc function. For a well-designed interferometer we can assume that  $u_m \simeq v_m$ , and that the angular resolution of the data is given approximately by

$$\theta \simeq \frac{1}{u_m} \simeq \frac{1}{v_m}. \quad (\text{A13})$$

We then conclude that as long as this source is several resolution elements away from the phase center and is not very bright, its contribution to the real component is small. In brief, as long as the condition

$$S \gg \frac{S_1}{2\pi(x_1/\theta)}, \quad (\text{A14})$$

is fulfilled, we can take the real component of the averaged visibility as dominated by the flux density of the source at the phase center.

In the case of the source VLA 5, we have that  $S \simeq 0.1 - 0.3$  mJy. The other compact sources in the field of G78.4+2.6 have flux densities comparable to that of VLA 5 and are at angular distances of  $15''$  or more away from it. Since the angular resolution of the data is  $\theta \simeq 0''.7$ , we have that the angular separation is  $x_1 \simeq 20 \theta \simeq 20/u_m$ , and that an upper limit to the contribution of these sources is given by

$$|\text{Re}_1| \leq 0.003 \text{ mJy}. \quad (\text{A15})$$

So, the other point sources in the field contribute less than 1% to the real component measured after centering the  $(u, v)$  data at the position of VLA 5.

We have, however, to consider the effect of the extended source VLA 1, that is quite bright,  $S_1 \simeq 60$  mJy. In this case it can be shown that the condition given by equation (14) approximately becomes

$$S \gg \left[ \frac{\theta}{\theta_S} \right]^2 \frac{S_1}{2\pi(x_1/\theta)}, \quad (\text{A16})$$

where  $S_1$  is the flux density of the extended source, and  $\theta_S$  is its angular diameter,  $\theta_S \simeq 4''$  in the case of VLA 1. In this case  $x_1 \simeq 20''$ . Evaluating the contribution of VLA 1 at the position of VLA 5 we obtain

$$|\text{Re}_1| \leq 0.01 \text{ mJy}, \quad (\text{A17})$$

$$\text{Im}_1 = 0. \quad (\text{A18})$$

We then conclude that the contribution of VLA 1 at the position of VLA 5 does not affect significantly the flux density determinations of the latter source. The contribution of extended sources in the field is further suppressed by not including in the averaging the short baselines of the  $(u, v)$  data, where most of the extended emission is present.

## REFERENCES

- Baudry, A., Desmurs, J. F., Wilson, T. L., & Cohen, R. J. 1997, *A&A*, 325, 255  
 Bower, G. C., et al. 2003, *ApJ*, 598, 1140  
 Codella, C., Felli, M., & Natale, V. 1996, *A&A*, 311, 971  
 Crowther, P. A., & Conti, P. S. 2003, *MNRAS*, 343, 143  
 Forbrich, J., Menten, K. M., & Reid, M. J. 2008, *A&A*, 477, 267  
 Gómez, Y., Rodríguez, L. F., & Garay, G. 2000, *ApJ*, 531, 861  
 ————. 2002, *ApJ*, 571, 901  
 Gómez, L., Rodríguez, L. F., Loinard, L., Lizano, S., Allen, C., Poveda, A., & Menten, K. M. 2008, *ApJ*, 685, 333

- Klein, R., Posselt, B., Schreyer, K., Forbrich, J., & Henning, T. 2005, *ApJS*, 161, 361
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Kurtz, S., & Hofner, P. 2005, *AJ*, 130, 711
- Kurtz, S. E., Watson, A. M., Hofner, P., & Otte, B. 1999, *ApJ*, 514, 232
- McCutcheon, W. H., Sato, T., Dewdney, P. E., & Purton, C. R. 1991, *AJ*, 101, 1435
- Mezger, P. G., & Henderson, A. P. 1967, *ApJ*, 147, 471
- Molinari, S., Pezzuto, S., Cesaroni, R., Brand, J., Faus-tini, F., & Testi, L. 2008, *A&A*, 481, 345
- Panagia, N. 1973, *AJ*, 78, 92
- Reipurth, B., Rodríguez, L. F., Anglada, G., & Bally, J. 2002, *AJ*, 124, 1045
- Rodríguez, L. F., Gómez, Y., & Reipurth, B. 2003, *ApJ*, 598, 1100
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Ho, P. T. P., & Gottlieb, E. W. 1980, *ApJ*, 235, 845
- Schneider, N., et al. 2006, *A&A*, 458, 855
- Slysh, V. I., Val'tts, I. E., Kalenskii, S. V., Voronkov, M. A., Palagi, F., Tofani, G., & Catarzi, M. 1999, *A&AS*, 134, 115
- Sunada, K., Nakasato, T., Ikeda, N., Hongo, S., Kitamura, Y., & Yang, J. 2007, *PASJ*, 59, 1185
- Tej, A., Ghosh, S. K., Kulkarni, V. K., Ojha, D. K., Verma, R. P., & Vig, S. 2007, *A&A*, 468, 1001
- Tej, A., Ojha, D. K., Ghosh, S. K., Kulkarni, V. K., Verma, R. P., Vig, S., & Prabhu, T. P. 2006, *A&A*, 452, 203
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 1986, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy* (New York: Wiley-Interscience)
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- Wilking, B. A., Blackwell, J. H., Mundy, L. G., & Howe, J. E. 1989, *ApJ*, 345, 257
- Windhorst, R. A., Fomalont, E. B., Partridge, R. B., & Lowenthal, J. D. 1993, *ApJ*, 405, 498
- Zapata, L., Rodríguez, L. F., Kurtz, S., & O'Dell, C. R. 2004, *ApJ*, 127, 2252