



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Centro de Radioastronomía y Astrofísica

Observaciones de alta resolución del núcleo denso L1517B

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS
(ASTRONOMÍA)**

P R E S E N T A:

Guillermo Manjarrez Esquivel

ASESORES:

Dr. Laurent Loinard

Dr. Javier Ballesteros Paredes



MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO

2008



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a los Doctores Luis F. Rodríguez, Laurent Loinard, Javier Ballesteros y José Francisco Gómez quienes me dieron todo el apoyo necesario para el desarrollo del presente trabajo, a todos ellos mi más profundo agradecimiento.

Igualmente, expreso mi agradecimiento a todo el personal del CRyA y del IA-CU por todas las facilidades que me brindaron.

Agradezco a los estudiantes del CRyA, su compañía, entusiasmo, buen humor y todo el apoyo que me dieron.

Mi agradecimiento en especial a mis seres queridos, mi familia y amigos por el cariño que todos me han dado, y por estar conmigo en todo momento.

Índice general

Resumen	1
1. Antecedentes	3
1.1. Nubes moleculares	3
1.2. Escenarios de formación estelar	5
1.2.1. Modelo estándar de formación estelar	11
1.2.2. Modelo turbulento	14
1.3. Motivación	16
1.3.1. Observaciones en el continuo	17
1.3.2. Observación de líneas	19
2. Observaciones	21
2.1. La molécula de NH_3	21
2.2. Observaciones de L1517B	24
2.2.1. Antena Única	24
2.2.2. Interferómetro	26
2.2.3. Combinación de datos	35
3. Resumen del artículo	43
4. Artículo	47
4.1. Introduction	48
4.2. Observations and simulations	49
4.2.1. Observations	49

4.2.2. Numerical Simulations	52
4.3. Results	53
4.3.1. Observations	53
4.3.2. Simulations	55
4.4. Discussion	55
4.5. Conclusions	58
4.6. References	59
5. Conclusiones y Perspectivas	63
Referencias	66

Resumen

En el presente trabajo hemos estudiado la emisión de la transición (1,1) del amoníaco en un núcleo considerado prototipo de los núcleos densos y tranquilos (L1517B, localizado en la nube molecular de Tauro). Hemos comparado su estructura y cinemática con las de un núcleo denso en simulaciones numéricas de una nube molecular con turbulencia supersónica. El propósito fue determinar si era posible explicar la estructura espacial y la cinemática del núcleo observado con simulaciones turbulentas.

Para llevar a cabo esto, realizamos observaciones tanto interferométricas como de antena de un solo plato. En las observaciones interferométricas encontramos dos estructuras bien definidas a diferentes velocidades al interior de L1517B, en tanto que en las observaciones de antena única determinamos la velocidad sistémica y encontramos que el ancho de línea es constante, con valor de 0.22 km s^{-1} en todo el núcleo.

Para complementar los datos del interferómetro derivamos, a partir de los datos de la antena única, las visibilidades de la región central del plano (u, v) no muestreadas por el interferómetro, a fin de combinar las visibilidades resultantes con las del interferómetro. Elaboramos mapas de canales de velocidad con los datos combinados, obteniendo datos que contienen la alta resolución angular del interferómetro y la emisión extendida de la antena única, simultáneamente. En estos datos combinados, pequeñas diferencias de estructura siguen existiendo entre canales de velocidad contiguos.

Estos datos observacionales se compararon con datos de un núcleo denso obtenidos con unas simulaciones numéricas de nubes moleculares isotérmicas y con turbulencia supersónica. A dichos datos se les aplicó un código Montecarlo de transporte radiativo, a fin de obtener perfiles de línea que fuesen comparables con los datos observacionales. Encontramos que el núcleo denso seleccionado de las simulaciones también presenta estructuras bien definidas en canales de velocidad contiguos. Argumentamos entonces que estas diferencias en la estructura de diferentes canales de velocidad es difícilmente explicada por el modelo estándar, donde se presuponen estructuras relajadas y en equilibrio, mientras que aparecen de manera natural en simulaciones numéricas de nubes moleculares turbulentas. Así, concluimos que es

factible que los núcleos densos en nubes moleculares tengan un origen turbulento.

Capítulo 1

Antecedentes

Casi toda la luz que recibimos del cielo durante una noche clara y despejada tiene su origen en las estrellas de nuestra Galaxia, la Vía Láctea, la cual aparece como una banda luminosa y difusa a través del cielo. En contraste con la luz de las estrellas, existen zonas oscuras a lo largo de esa banda luminosa. Tales regiones oscuras son nubes de polvo y gas, conocidas como nubes moleculares, que bloquean la luz de las estrellas lejanas.

Observaciones a diferentes longitudes de onda nos han permitido saber que toda la formación estelar en la Vía Láctea se lleva a cabo en los núcleos densos dentro de nubes oscuras de hidrógeno molecular y polvo. Por esto, el estudio de los núcleos densos nos permite conocer más a fondo los mecanismos que intervienen en la conversión de una nube molecular en estrellas.

En este capítulo se revisan las características básicas de los núcleos densos al interior de las nubes moleculares, y los modelos que explican cómo éstos colapsan para formar estrellas.

1.1. Nubes moleculares

Las nubes moleculares son entidades densas en el gas interestelar, compuestas principalmente por hidrógeno molecular (H_2), mezclado con granos de polvo, gas atómico y moléculas más complejas. La mayor parte del contenido de las nubes moleculares es invisible pues su principal componente, el hidrógeno molecular, al carecer de momento dipolar permanente, no emite radiación en transiciones puramente rotacionales. Así la emisión de H_2 en general es muy débil y no se observa directamente.

Es posible estudiar las nubes moleculares mediante la emisión térmica de polvo,

Tabla 1.1: Características de las nubes moleculares

	GMC	Nubes	Grumos	Núcleos Densos
Masa (M_{\odot})	$10^4 - 10^6$	$10^3 - 10^4$	50-500	0.5-50
Tamaño (pc)	20-60	2-20	0.3-3	0.03-0.2
Densidad media (cm^{-3})	50-500	$100 - 10^3$	$10^3 - 10^4$	$10^4 - 10^5$
Ancho de línea (km s^{-1})	5-15	2-5	0.3-3	0.1-0.3
Temperatura (K)	7-15	≈ 10	10-20	8-12
Ejemplos	Orión Tauro	L1630	B123	L1498 L1517B

la absorción de luz interestelar en diferentes longitudes de onda y mediante la observación de líneas de emisión de moléculas que trazan la presencia de H_2 tales como amoníaco (NH_3), monóxido de carbono (CO), monosulfuro de carbono (CS), etc.

La molécula de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (escrita como CO) es el trazador de gas molecular más comúnmente empleado, debido a que ésta es una de las moléculas más abundantes en las nubes moleculares después del H_2 . El CO se observa principalmente en regiones de densidad relativamente baja ($n \sim 100 - 1000 \text{ cm}^{-3}$). A densidades mayores ($n \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$) se vuelve óptimamente grueso, y a densidades aun mayores el CO se congela en hielo y polvo, por lo que esta molécula no es trazadora de H_2 para estas regiones.

A las moléculas cuya densidad crítica es elevada se les llama trazadoras de alta densidad, y entre ellas tenemos el NH_3 , el CS , el HCO^+ , etc.

Aunque en la literatura existen diferentes definiciones de nubes moleculares gigantes (Giant Molecular Clouds), nubes moleculares, grumos (clumps) y núcleos densos (cores), en el presente trabajo las definiremos de acuerdo a la Tabla 1.1, donde presentamos propiedades como masa (en M_{\odot}), tamaño (en parsecs), densidad de partículas (en cm^{-3}), velocidad (en km s^{-1}) y temperatura (en K).

Al interior de los grumos se encuentran los núcleos densos, condensaciones de gas molecular a partir de los cuales podrían formarse estrellas. Estos núcleos son de particular importancia para nosotros, pues el presente trabajo versa sobre ellos. Los núcleos han sido observados en transiciones de CO (Myers et al. 1983), líneas de inversión de NH_3 y otros trazadores como HC_5N (Benson & Myers 1983, 1989), N_2H^+ , C_3H_2 y CCS (Benson et al. 1998).

Nosotros nos enfocaremos a núcleos densos de baja masa, los cuales tienen tamaños típicos de 0.1 pc y consisten de unas cuantas masas solares ($1 - 3 M_{\odot}$) con temperaturas cercanas a 10 K, densidades promedio de 10^4 cm^{-3} y con dispersión de

velocidad transónica (Myers & Benson 1983; Benson & Myers 1989). La correlación entre las posiciones de núcleos densos con la localización de objetos estelares jóvenes (Young Stellar Objects a los que denominaremos YSO por sus siglas en inglés) detectados con el satélite IRAS en el infrarrojo lejano proporcionaron prueba de que algunos núcleos densos actualmente están formando estrellas o lo han hecho recientemente (Beichman et al. 1986). La presencia de YSOs inmersos en los núcleos densos condujo a la clasificación de núcleos en dos grupos: los que no contienen estrella en su interior, y los que sí la tienen. El estudio de núcleos densos sin estrella en su interior proporciona la mejor oportunidad para estudiar las condiciones iniciales que dan lugar al nacimiento de nuevas estrellas en las nubes moleculares.

En particular, estudiaremos el núcleo denso L1517B que forma parte de la nube número 1517 del catálogo de Lynds (Lynds 1962). Este catálogo lo componen nubes de polvo y gas cuya silueta se ve sobre el fondo de la luz estelar de la galaxia. Esas nubes también son conocidas como nubes oscuras frías (*cold dark clouds* por su denominación en inglés) o *nebulosas oscuras*.

Al igual que las nubes del catálogo de Lynds, los glóbulos oscuros, o glóbulos de Bok se observan sobre el fondo de la luz de la galaxia. Constituyen una clase de núcleos densos caracterizados por su apariencia óptica pequeña y redonda. Sus tamaños llegan hasta algunos parsecs, su masa hasta $10^3 M_{\odot}$, y poseen densidad promedio menor que los núcleos densos (Bok & Reilly 1947). Los glóbulos de Bok comparten características similares con los núcleos densos y son el sitio de formación de estrellas individuales de baja masa (Clemens & Barvainis 1988; Yun & Clemens 1990). A diferencia de los núcleos densos, estos glóbulos no residen en nubes moleculares. Por el contrario, éstos han debido experimentar el efecto de algún fenómeno externo como podría ser el caso de ionización por una estrella tipo O (Lada & Black 1976; Reipurth 1983). Algunos glóbulos de Bok parecen no contener estrella en su interior, y probablemente representen una etapa previa al colapso gravitacional. Su aislamiento ha favorecido el estudio de su estructura interna mediante estudios de extinción (Alves et al. 2001).

1.2. Escenarios de formación estelar

Los núcleos densos presumiblemente son el resultado de la condensación de regiones menos densas en nubes moleculares. Aunque no es clara la forma detallada en que ocurre este proceso, la formación de núcleos densos puede estar relacionada con la inestabilidad gravitacional, la fragmentación turbulenta, y probablemente otros procesos como la inestabilidad térmica, la inestabilidad de Kelvin–Helmholtz, etc. Así, una inestabilidad como las anteriores podría provocar la formación de una región molecular más densa, misma que podría colapsar.

Considerando mínimos los efectos del campo magnético y la turbulencia, el soporte contra la gravedad en una parcela de gas está dado por la energía interna. La masa máxima que puede poseer esta parcela sin colapsar es dada por:

$$M_J = \left(\frac{\pi k T_k}{\mu m_H G} \right)^{1.5} \rho^{-0.5} = 18M_\odot T_K^{1.5} n^{-0.5}, \quad (1.1)$$

donde M_J es la masa de Jeans, T_K es la temperatura cinética (K), k es la constante de Boltzmann, G es la constante gravitacional, ρ es la densidad de masa (g cm^{-3}), μ es el peso molecular medio (consideramos $\mu = 2.29$ para una nube molecular con 25% de masa de Helio), m_H es la masa del hidrógeno y n es la densidad numérica de partículas en cm^{-3} .

Por ejemplo, para una nube de H_2 con temperatura $T = 10$ K, y densidad media $n = 300 \text{ cm}^{-3}$, la masa de Jeans es de $32 M_\odot$. Sin embargo, una nube molecular con las características anteriores tiene una masa cercana a $M = 10^3 M_\odot$. Dado que la masa de la nube es superior a la masa de Jeans, ésta nube debería colapsar.

Para visualizar esto más claramente, en la Fig. 1.1 graficamos la masa de Jeans como función de la densidad numérica para temperatura $T = 10\text{K}$ haciendo uso de la ecuación (1.1). En la gráfica, la región donde se localizan las nubes moleculares (de acuerdo a la tabla 1.1) se representa por la zona sombreada. Vemos que en general las nubes moleculares tienen masas mayores que la masa de Jeans. Por tanto, todas las nubes moleculares (gigantes, nubes, grumos y núcleos densos) deberían colapsar como un todo si no hubiera mayor soporte que la energía interna y en consecuencia se deberían estar formando estrellas en forma eficiente en las nubes.

Sin embargo, la eficiencia en la formación estelar al interior de las nubes moleculares es baja, del orden de unos cuantos porcientos (Myers et al. 1986), es decir, sólo una pequeña fracción de material de la nube molecular asociada con regiones de alta densidad se convierte en estrellas.

Observaciones de nubes moleculares mostraron que éstas tienen anchos de línea de algunos km s^{-1} (por ejemplo Liszt et al. 1974), hecho que Goldreich & Kwan (1974) interpretaron como evidencia de colapso gravitacional en las nubes moleculares. Sin embargo, Zuckerman & Evans (1974) desecharon esta hipótesis al considerar que si el gas molecular de la Galaxia estuviese en colapso (convirtiendo entonces su masa en estrellas), la Galaxia no debería tener gas molecular. Los anchos de línea observados en las nubes moleculares fueron entonces interpretados como ensanchamiento de línea debido a turbulencia al interior de las nubes moleculares (Zuckerman & Evans 1974).

Suponiendo que las nubes no están en proceso de colapso gravitacional global¹,

¹Las nubes moleculares sí podrían estar en colapso global siempre y cuando las estrellas sean capaces de ionizar y disipar la nube, manteniendo baja la tasa de formación estelar (Leisawitz et

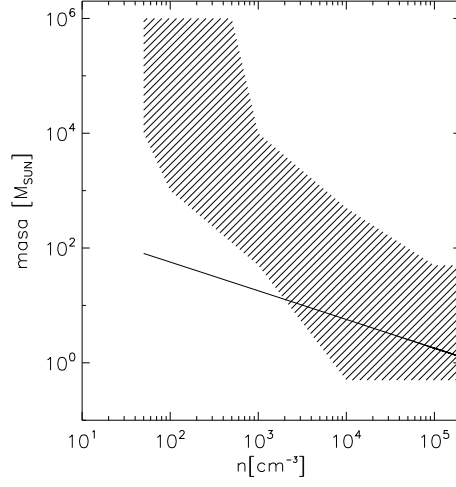


Figura 1.1: Masa de las nubes moleculares en función del número de partículas. La línea continua indica la masa de Jeans dada por la ecuación 1.1 correspondiente al número de partículas n (en cm^{-3}), para una temperatura $T = 10$ K. La región sombreada corresponde a las características de las nubes moleculares dadas en la tabla 1.1.

deducimos que debe haber mecanismos de soporte en las nubes contra la gravedad. Para entender el papel de los diferentes mecanismos de soporte en las nubes podemos emplear el teorema del virial. Este teorema se obtiene al hacer el producto punto de la ecuación de momento y el vector de posición, e integrar el resultado sobre el volumen de interés. Un sistema que obedece la ecuación de momento, obedece también el teorema del virial, el cual se puede expresar como:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_{\text{kin}} + 2E_{\text{th}} + E_{\text{mag}} + W - 2T_{\text{th}} + T_{\text{mag}}, \quad (1.2)$$

en donde I es el momento de inercia, $E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \int_V \rho u^2 dV$ es la energía cinética, $E_{\text{th}} = \frac{3}{2} \int_V P dV$ es la energía térmica y $E_{\text{mag}} = \frac{1}{8\pi} \int_V |\mathbf{B}|^2 dV$ es la energía magnética. W es el término gravitacional, que en el caso de una nube puede aproximarse como $W = \int_V \rho x_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} dV$. El término T_{th} es el término de superficie térmico dado por:

$$T_{\text{th}} = \oint_S (x_i P) \hat{n}_i dS, \quad (1.3)$$

siendo P la presión externa a la nube, a la que consideramos constante. T_{mag} es el término de superficie magnético :

$$T_{\text{mag}} = \oint_S (x_i T_{ij}) \hat{n}_j dS, \quad (1.4)$$

al. 1989; Hartmann et al. 2001; Burkert & Hartmann 2004; Hartmann & Burkert 2007; Vázquez-Semadeni et al. 2007; Ballesteros-Paredes & Hartmann 2007; Vázquez-Semadeni et al. 2008).

en donde $T_{ij} = \frac{1}{4\pi}(B_i B_j - \frac{1}{2} B_{ij}^2 \delta_{ij})$ es el tensor de esfuerzos de Maxwell, x_i es la posición y \hat{n} es un vector normal a la superficie S . Las integrales de las ecuaciones (1.3) y (1.4) se evalúan sobre toda la superficie S .

Para interpretar los términos de la ecuación (1.2), veamos el siguiente ejemplo. Supongamos una nube esférica con radio R_N en balance de fuerzas, y que se encuentra rodeada de un medio mucho más tenue, de densidad y temperatura constantes. Supongamos que el campo magnético de la nube es constante con valor B_N , en tanto que en el exterior varía como $B = B_N(r/R_N)^{-3}$, el cual reproduce el comportamiento de un dipolo magnético a grandes distancias. Para un volumen esférico de radio R_b , el cual consideraremos suficientemente grande de manera que los términos superficiales del campo magnético sean despreciables en R_b , y que el término gravitacional de todo el volumen de radio R_b pueda aproximarse como la energía gravitacional de la nube de radio R_N , el término gravitacional es :

$$W = E_g = -\frac{3}{5} \frac{GM_N^2}{R_N}, \quad (1.5)$$

en donde $M_N = \int_V \rho dV$ es la masa de la nube. La energía magnética está dada por:

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{3} R_N^3 B_N^2. \quad (1.6)$$

Suponiendo que el gas es ideal e isotérmico, de forma que $P = c^2 \rho$, se tiene:

$$E_{\text{th}} = \frac{3}{2} \int_V P dV = \frac{3}{2} c^2 M_N. \quad (1.7)$$

El término superficial de presión es

$$T_{\text{th}} = \int_S (P x_i) \hat{n}_i dS = P_{\text{ext}} \int_S x_i \hat{n}_i dS = 2\pi R_N^3 P_{\text{ext}}, \quad (1.8)$$

donde la presión externa a la nube está dada por P_{ext} y es de valor constante. Sustituyendo estos términos en la ecuación (1.2) y suponiendo equilibrio (cuasi) hidrostático ($E_K = 0$) se obtiene:

$$-\frac{3}{5} \frac{GM_N^2}{R_N} + \frac{1}{3} R_N^3 B_N^2 + \frac{3}{2} c^2 M_N - 4\pi R_N^3 P_{\text{EE}} = 0, \quad (1.9)$$

en donde P_{EE} es la presión externa que permite que la configuración esté en equilibrio. Despejando P_{EE} y arreglando términos se tiene:

$$P_{\text{EE}} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{5} \frac{G}{R_N^4} (M_{\Phi}^2 - M_N^2) + \frac{3}{2} \frac{c^2 M_N}{R_N^3} \right), \quad (1.10)$$

en donde la masa crítica M_Φ está dada por:

$$M_\Phi = \left(\frac{1}{10\pi} \right)^2 G^{-1/2} \Phi_m, \quad (1.11)$$

y donde el flujo magnético que atraviesa la sección recta de la nube está dado por $\Phi_m = \pi R_N^2 B_N$. De esta ecuación podemos considerar dos casos: si $M_N < M_\Phi$, independientemente del valor de la presión externa, la energía magnética es capaz de soportar la nube si la masa de la nube M_N es menor que la masa crítica M_Φ (ver Fig. 1.2). A esta configuración, se le llama nube subcrítica.

En la Fig. 1.2, supongamos una nube con un radio inicial r_0 en un punto arbitrario de la curva. Al estar la nube en equilibrio, la presión externa del medio es el valor inicial de presión de equilibrio, es decir $P_{EE} = P_{\text{ext}}$. Si el radio de la nube disminuye, pasando de r_0 a un valor r_i , vemos en la figura que el valor de P_{EE} que necesita la configuración para estar en equilibrio se incrementa a una presión P_i . Sin embargo, la presión del medio que rodea la nube (P_{ext}) es menor que la presión P_i , por lo que el medio no tendrá la presión suficiente para comprimir la nube y esta se re-expandirá.

Ahora veamos el otro caso. Supongamos que el radio de la nube aumenta, pasando de r_0 a un valor r_d . Al incrementarse el radio, según la gráfica, la presión necesaria para el equilibrio P_{EE} disminuirá, pasando a $P_{EE} = P_d$. Como la presión externa (P_{ext}) del medio es mayor que la presión de equilibrio, el medio comprimirá la nube hasta que regrese a su radio inicial, y la nube recuperará su estado de equilibrio. Entonces, del análisis de los dos casos anteriores se concluye que una nube subcrítica presenta situación de equilibrio estable.

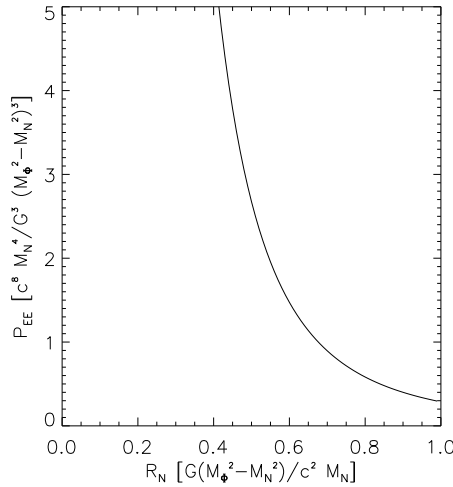


Figura 1.2: Presión externa de equilibrio P_{EE} en función del radio R_N para el caso subcrítico ($M_N < M_\Phi$). En este caso la situación de equilibrio es estable.

Para el caso en que $M_N > M_\Phi$ a la nube se le conoce como supercrítica (Fig. 1.3). La nube no puede ser soportada contra su propia gravedad si el radio es menor a un cierto valor crítico, dado por la ecuación :

$$R_{\text{crit}} = -\frac{4}{15} \frac{G(M_\Phi^2 - M_N^2)}{c^2 M}, \quad (1.12)$$

en donde, para este radio, la presión máxima de equilibrio está dada por:

$$P_{\text{EE}} = \frac{1}{4\pi} \left(3 \frac{c^2 M_N}{R^3} + \frac{3}{5} \frac{G(M_\Phi^2 - M_N^2)}{R^4} \right). \quad (1.13)$$

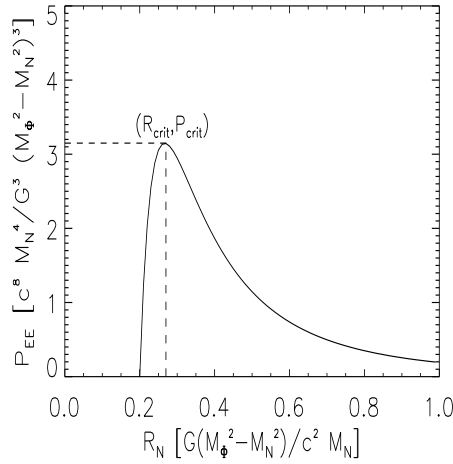


Figura 1.3: Presión externa de equilibrio como función del radio de la nube R_N para una configuración de equilibrio cuasihidrostático, en el caso magnéticamente supercrítico. R_{crit} y P_{crit} señalan el radio y presión crítica respectivamente.

De manera similar al análisis anterior, supongamos que la nube tiene un radio r_0 , inicialmente mayor que el radio crítico R_{crit} . Ante un incremento en el radio de la nube, la presión necesaria para el equilibrio disminuye a $P_{\text{EE}} = P_d$. Sin embargo, la presión del medio es mayor que P_d , por lo que el medio comprimirá la nube hasta que regrese a su tamaño original. Por otro lado, si el radio de la nube disminuye, la presión necesaria para el equilibrio se convierte en $P_{\text{EE}} = P_i$, y como la presión del medio es menor que la presión de equilibrio P_i el medio permitirá que la nube se reexpanda. En este caso la situación de equilibrio es estable.

Sin embargo, a radios menores que R_{crit} la situación de equilibrio es inestable. Iniciando en un punto con $r_0 < R_{\text{crit}}$, vemos que si el radio de la nube disminuye, la presión del medio (P_{ext}) es mayor que la presión de equilibrio P_i , y el colapso será inevitable, pues la presión externa siempre será mayor que la presión de equilibrio

provocando mayor compresión y disminución del radio. Por lo tanto, si la presión externa es mayor a P_{EE} , la nube colapsará forzosamente.

El análisis anterior nos indica que una nube con un campo magnético dado posee una masa crítica M_{Φ} , la cual define si la nube se encuentra en el caso subcrítico o en el supercrítico. Con estos conceptos, a continuación citamos los dos modelos de formación estelar más importantes en la actualidad: el modelo estándar, y el modelo turbulento. En el primero, el estado de sub- o super-criticalidad de los núcleos densos, que hemos mencionado, es un concepto fundamental.

1.2.1. Modelo estándar de formación estelar

El modelo estándar fue motivado por la aparente necesidad de que todas las fuerzas en el medio interestelar deberían estar en balance y de que el medio no debería tener aceleración (Spitzer 1978 capítulo 11).

El modelo estándar de formación estelar propone un escenario bimodal de formación estelar, en el cual las estrellas de alta y baja masa se forman en distintas regiones de la Galaxia. Mientras las estrellas de alta masa se forman rápidamente en núcleos densos masivos y turbulentos, las estrellas de baja masa ($M < 10M_{\odot}$) se forman en núcleos densos en equilibrio cuasiestático, los cuales son soportados contra el colapso gravitacional por una combinación de energías térmica, cinética y magnética.

A partir de la ecuación (1.10), vemos que si el campo magnético es suficientemente intenso para hacer una nube subcrítica y si las nubes están congeladas al campo magnético (magnetohidrodinámica ideal), la nube en principio no colapsará, ya que la energía gravitacional no puede vencer a la energía magnética pues los términos tanto de E_g como E_{mag} varían de la misma manera con el radio R (como R^{-4}). Entonces en magnetohidrodinámica ideal, dado un campo magnético B , si una nube es subcrítica siempre lo será, y si es supercrítica siempre lo será también.

En esta situación física, las nubes moleculares subcríticas podrían evolucionar bajo la acción de la gravedad y formar estrellas sólo si pueden deshacerse del campo magnético, o ganar masa mediante el proceso conocido como difusión ambipolar.

Se sabe que las nubes moleculares se componen de partículas ionizadas (iones y electrones) y neutras (átomos y moléculas), y también se sabe que la fracción de ionización en las nubes moleculares es pequeña, del orden de $\frac{n_i}{n_n} \sim 10^{-7}$ para $n_n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Shu et al. 1987). Tanto los iones como los electrones se encuentran anclados al campo magnético de la nube, en tanto las partículas neutras no sienten directamente los efectos del campo magnético, y son afectadas por la gravedad que las atrae hacia el pozo de potencial gravitacional. En la Fig. 1.4 se muestra una nube con simetría esférica permeada por un campo magnético homogéneo. En ella

las partículas neutras se representan con círculos vacíos y partículas ionizadas a círculos rellenos. Por ejemplo, una partícula neutra localizada en la orilla de la nube experimenta la atracción gravitacional de la nube, que le hace avanzar hacia el centro de la configuración. Una partícula cargada también localizada en la orilla de la nube, experimentará la atracción gravitacional, pero permanecerá anclada al campo magnético, como le ocurre a todas las partículas cargadas de la nube. Así, la partícula neutra avanzará hacia el interior de la nube, pero en su camino sufrirá constantes colisiones con las demás partículas cargadas, mismas que le dificultarán su avance. Las partículas neutras gradualmente resbalan a través de las líneas de

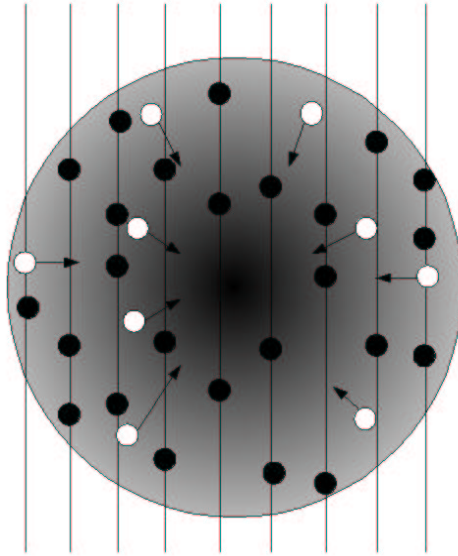


Figura 1.4: Nube molecular con líneas de campo magnético y partículas ionizadas y neutras.

campo magnético en respuesta a la gravedad. Como resultado, la región central de la nube gana masa y el soporte magnético se pierde debido a que el cociente entre el valor absoluto de la energía gravitacional y energía magnética aumenta. Una vez que la energía gravitacional excede la energía magnética, el colapso dinámico inicia (ver i.e. Shu et al. 1987; Lizano y Shu 1989).

Los modelos iniciales de formación estelar sugerían que si la masa de la nube era menor que M_{Φ} el proceso de difusión ambipolar sería lento y esto haría que la evolución de un núcleo denso previo a la formación de estrellas ocurriese en forma cuasi-estática ya que la masa no colapsa en escala de caída libre.

Una manera de caracterizar la relación entre la masa de la nube y su campo magnético es mediante el cociente masa-flujo en unidades del valor crítico, dado por $\mu_0 = (M/\Phi_B)/(\mu_0)_{\text{crit}}$. Valores de μ_0 menores que 1 corresponden a nubes

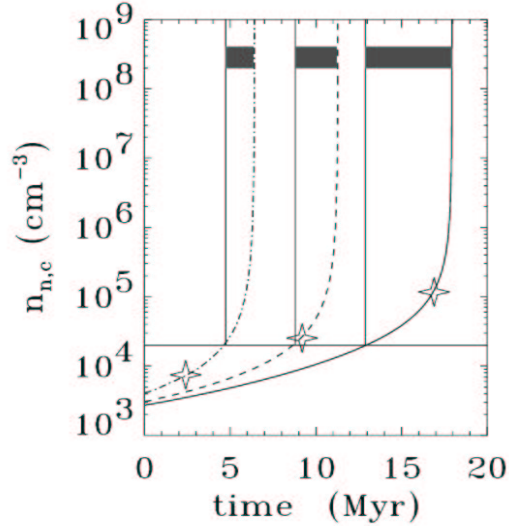


Figura 1.5: Evolución temporal de la densidad numérica central para tres diferentes valores de razón masa-flujo. Tomado de Tassis & Mouschovias (2004).

subcríticas, y en particular, los valores pequeños de μ_0 corresponden a masas cada vez menores que la masa crítica. En la Fig. 1.5 se muestra la evolución temporal de la densidad numérica central de un núcleo denso para tres valores distintos de razón masa-flujo inicial (Tassis & Mouschovias 2004). Las curvas representan $\mu_0 = 0.25$ (curva sólida), $\mu_0 = 0.5$ (curva segmentada), y $\mu_0 = 0.8$ (curva de puntos y segmentos de línea). La línea horizontal señala la densidad central de $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, en tanto las estrellas señalan en cada curva el tiempo de formación del núcleo supercrítico. En este caso los tiempos de formación son: 17 Myr para $\mu_0 = 0.25$, 9 Myr para $\mu_0 = 0.5$ y 2 Myr para $\mu_0 = 0.8$. Vemos que a la nube subcrítica con razón masa-flujo inicial más baja ($\mu_0 = 0.25$) le toma más tiempo que a los demás convertirse en supercrítica.

De aquí vemos que para justificar un tiempo prolongado de evolución, se requiere de núcleos subcríticos con μ inicial pequeño, evolucionando lentamente bajo el proceso de difusión ambipolar.

La presencia de algunos núcleos densos de baja masa (< 10) y con baja dispersión de velocidades (sub y transónica) sugiere que éstos podrían estar en equilibrio quasi-hidroestático (ver, i.e. Goodman et al 1998; Tafalla et al 2004), favoreciendo la evolución lenta y quasi-estática de núcleos densos propuesta por el modelo estándar de formación estelar.

1.2.2. Modelo turbulento

Aunque el modelo estándar de formación estelar fue exitoso para explicar aspectos básicos sobre el nacimiento y evolución de las estrellas, el modelo tuvo dificultades para explicar, entre otros problemas, el llamado “Problema post-T Tauri” (Herbig 1978), el cual consiste en que todas las nubes moleculares de la vecindad Solar (a distancias del Sol no mayores a 1 kpc) tienen estrellas T Tauri, (estrellas jóvenes, de entre 1 y 3 millones de años de edad, las cuales aún no llegan a la secuencia principal), pero no tienen estrellas más viejas, de unos 10 millones de años. Pero si las nubes moleculares viven unos ~ 30 millones de años (ver, i.e. Blitz & Shu 1980), ¿por qué no vemos estrellas más longevas, digamos de unos 10-20 millones de años asociadas a las nubes moleculares? En otras palabras, considerando que la tasa de formación estelar es razonablemente constante en la vecindad Solar, sería de esperar que en las regiones de formación estelar se encontrasen estrellas con edades similares a la edad de la nube en donde éstas se formaron.

Más aún, nubes como el complejo molecular de Tauro, considerada durante muchos años como el ejemplo ideal del modelo estándar tiene estrellas jóvenes distribuidas a lo largo de toda su extensión (unos 20 parsecs de lado a lado). Considerando la dispersión de velocidades de 2 km s^{-1} observada en el CO (Ungerechts & Thaddeus 1987), la escala de cruce turbulento es de

$$t_{\text{cross}} = \frac{R}{\sigma} \sim \frac{20 \text{ pc}}{2 \text{ km s}^{-1}} = 10 \text{ millones de años}, \quad (1.14)$$

donde R es el tamaño de la nube y σ es la dispersión de velocidades. Resulta entonces difícil explicar cómo toda la formación estelar en la nube de Tauro está sincronizada a los últimos 3 millones de años.

Que estrellas T-Tauri se hayan formado simultáneamente en toda la nube en un tiempo menor que 5 millones de años, aun cuando el tiempo dinámico es de 10 millones de años representa un problema para el modelo estándar, pues bajo la acción de su propia gravedad y/o turbulencia interna, la nube no puede evolucionar en un tiempo menor que su tiempo dinámico.

Como una alternativa para explicar el problema de las T Tauri, Ballesteros-Paredes et al. (1999) propusieron un escenario distinto al escenario estándar, en el que sugerían que las nubes moleculares podían formarse en escalas de tiempo pequeñas.

Se sabe que las nubes moleculares muestran evidencia de movimientos turbulentos en su interior (Zuckerman & Evans 1974), característica que presenta el medio interestelar en general. La turbulencia es un fenómeno en el cual la energía se transmite en cascada desde escalas grandes a escalas menores, iniciando por ejemplo en colisión de galaxias, brazos espirales, la rotación diferencial galáctica, remanentes de super-

nova etc. y se transmite a escalas más pequeñas (ver i.e. Vazquez-Semadeni et al. 2000; Elmegren & Scalo 2004). Y, para el caso de las nubes moleculares, la energía se transmite en escalas que van desde nubes hasta núcleos densos (Ballesteros-Paredes et al. 1999; Mac Low & Klessen 2004).

El escenario turbulento propone entonces que toda la estructura en el medio interestelar, como nubes, grumos y núcleos densos tiene un origen turbulento al menos parcialmente. Este escenario considera que la formación de estructuras en el medio interestelar ocurre principalmente como consecuencia de compresiones o choques de flujos de gas, mismos que, al moverse en direcciones opuestas y colisionar, producen regiones de alta densidad. Estas regiones pueden proceder o no al colapso gravitacional, dependiendo de si tienen una masa mayor a la masa de Jeans (ver ec. 1.1). Para el caso de Tauro, Ballesteros-Paredes et al. (1999) estiman que la nube debió formarse a partir de flujos de HI (hidrógeno neutro) en un tiempo menor a los 3 millones de años. Esto se logra fácilmente considerando que la nube molecular se forma al tiempo que dos corrientes de HI chocan, con lo cual la escala de tiempo relevante está dada por la ec. (1.14), pero donde R es la escala transversal de la nube (unos pocos parsecs) y σ es la dispersión de velocidades del gas atómico, típicamente mayor que la del gas molecular. Adicionalmente, al ser grandes los flujos de HI, la compresión se da a lo largo de toda la región, pudiendo desatar simultáneamente la formación estelar en regiones que parecieran internamente desconexas. Estos resultados fueron apoyados posteriormente por Hartmann et al. (2001), quienes mostraron que, dadas las condiciones en la vecindad solar, el gas interestelar se vuelve molecular básicamente al mismo tiempo que se vuelve autogravitante, pudiendo entonces proceder rápidamente al colapso. Más aún, Bergin et al. (2004) muestran que el gas molecular puede formarse rápidamente, siempre y cuando haya las condiciones adecuadas de autoescudamiento contra la radiación disociante interestelar.

En este momento conviene preguntarse si el modelo turbulento es capaz de explicar algunos de los resultados observacionales en los que el modelo estándar se apoyaba, a saber, la existencia de núcleos densos tranquilos (*quiescent* en inglés), así como la baja eficiencia de formación estelar. En el primer caso, Ballesteros-Paredes et al. (2003) mostraron que los núcleos densos producto de compresiones turbulentas evolucionando dinámicamente podían presentar perfiles de densidad volumétrica similares a perfiles de Bonnor-Ebert o perfiles BE (Ebert 1955; Bonnor 1956), es decir, núcleos cuasiestáticos donde el gas está en balance entre su autogravedad, el gradiente de presión interno, y la presión externa. Estos perfiles son casi planos en las regiones centrales mientras que a grandes radios se aproximan a perfiles de la esfera singular isoterma (SIS) en donde $n(r) \propto r^{-2}$. Posteriormente, Klessen et al. (2005) mostraron que, como consecuencia de la compresión que los forma, los núcleos densos presentaban bajas dispersiones de velocidad en las regiones internas, frecuentemente transónicas y subsónicas, es decir, los núcleos aparentemente “quiescent” se producen de manera natural en simulaciones turbulentas y supersónicas como

consecuencia de la misma compresión que los formó, ya que cuando la compresión es máxima, la dispersión de velocidades es mínima.

Respecto a la baja eficiencia observada en la Galaxia (Myers et al. 1986), el modelo turbulento sugiere que la turbulencia supersónica al interior de la nube fragmenta al medio, dejando solamente una pequeña fracción de la masa (grumos y núcleos densos) con densidades altas. Algunos de esos núcleos o grumos podrían ser inestables gravitacionalmente y colapsar en su propio tiempo de caída libre, el cual es mucho menor que el tiempo global de caída libre de la nube, ya que este tiempo depende de la densidad como:

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2} = 3.4 \times 10^7 n^{-0.5} \text{ yr}, \quad (1.15)$$

en donde G es la constante gravitacional, ρ es la densidad de masa (en g cm^{-3}) y n la densidad numérica de partículas (en cm^{-3}). Al ocurrir el colapso sólo localmente, y no en forma global, la cantidad de masa involucrada es tan sólo una fracción pequeña de la masa total de la nube.

Es importante señalar que, aún cuando la fragmentación turbulenta permite la disminución natural de la eficiencia de formación estelar, una vez formadas las estrellas, el gas molecular es dispersado rápidamente gracias a la inyección de energía y momento de las estrellas mismas. Ballesteros-Paredes & Hartmann (2007) proponen que las estrellas son un factor fundamental para la reducción de la eficiencia de formación estelar en el modelo turbulento.

1.3. Motivación

En el presente trabajo se buscará distinguir cuál de los dos escenarios de formación estelar, el estándar o el turbulento, puede explicar la estructura en velocidad de un núcleo denso. Para esto, hemos seleccionado un núcleo denso (L1517B) en la nube molecular Taurus-Auriga. Los núcleos densos en esta nube molecular representan el ambiente más simple donde las estrellas se forman (Codella et al. 1997).

Taurus-Auriga es una de las mejores regiones de la Galaxia para estudiar la formación estelar de baja masa principalmente por su cercanía, ya que se localiza aproximadamente a 140 pc (Torres et al. 2007). A esta distancia, un minuto de arco ($1'$) corresponde a 0.04 pc. Esta región está asociada con estrellas T Tauri identificadas por observaciones en el infrarrojo y óptico (Strom et al. 1989; Kenyon et al. 1990; Weintraub 1990), flujos moleculares (Fukui et al. 1989) y fuentes de máser de agua (Wouterloot et al. 1993), todo ello indicando formación estelar en proceso.

L1517B es un prototipo de núcleo denso tranquilo. Fue identificado por Myers et al. (1983). No tiene asociada ninguna fuente puntual IRAS (Beichman et al. 1986) o fuente puntual a 1.2 mm (Tafalla et al. 2002). La carencia de una fuente puntual IR en un núcleo denso se considera evidencia de que no existe fuente de calor protoestrelar en un núcleo denso, y a un núcleo denso con esta característica se le llama *núcleo denso sin estrella* o *starless core*. Observaciones del telescopio espacial Spitzer a 24 μm confirmaron recientemente la ausencia de una fuente puntual al interior de este objeto (Kirk et al. 2007). En la Fig. 1.6 se muestra un mapa de la nube L1517 obtenido de observaciones del telescopio Spitzer a 160 μm . Ha sido estudiado en detalle principalmente por Tafalla et al. (2002, 2004 y 2006) mediante observaciones de línea y continuo (ver siguientes secciones), usando telescopios como el de 30 m del IRAM y el radiotelescopio de 100 m de Effelsberg.

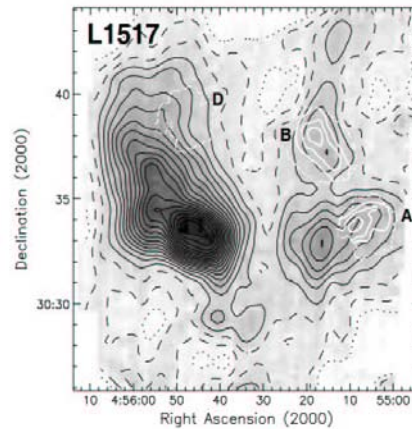


Figura 1.6: Imagen del *Multiband Imaging Photometer for Spitzer* (MIPS) a 160 μm (escala gris con contornos negros) del telescopio espacial infrarrojo Spitzer. En esta figura, se ven las componentes A, B y D de L1517. Los contornos blancos corresponden a emisión en el continuo obtenidos con SCUBA (Submillimetre Common-User Bolometer Array) a 850 μm . El componente B estudiado en este trabajo se localiza en la parte superior derecha del mapa. Tomado de Kirk et al. (2007).

1.3.1. Observaciones en el continuo

En observaciones a 1.2 mm en el continuo, Tafalla et al. (2004) encuentra que la emisión milimétrica se encuentra centralmente concentrada. Sin embargo no encuentra una componente puntual (que indique la existencia de un objeto inmerso en la nube, ver Fig. 1.7). Este resultado confirma la no existencia de un objeto (proto-)estelar inmerso.

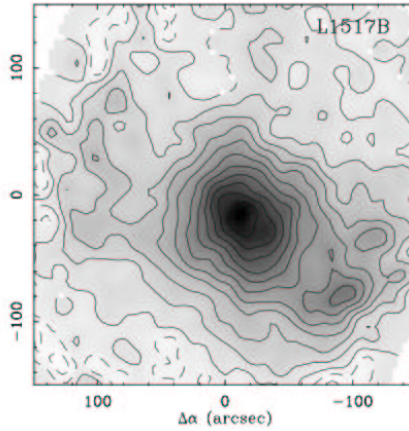


Figura 1.7: Mapa de emisión en el continuo a 1.2mm de L1517B obtenida con el telescopio de 30 m del IRAM. Tomado de Tafalla et al. (2004).

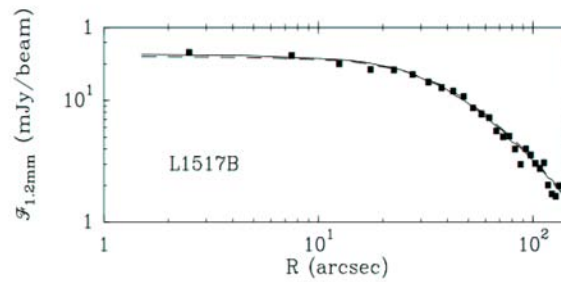


Figura 1.8: Perfil radial de emisión en el continuo a 1.2 mm de L1517B. Los cuadrados representan los datos observados. Las líneas corresponden a predicciones de dos modelos: la línea sólida corresponde a un modelo analítico y la línea discontinua a un modelo isotérmico. Tomado de Tafalla et al. (2004).

A partir de la emisión en el continuo es posible derivar un perfil de densidad del núcleo denso, pues se espera que el polvo tenga una emisividad razonablemente constante en todo el núcleo (Ward-Thompson et al. 1994; Andre et al. 1996; Evans et al. 2001). A partir de su mapa de continuo, y aproximando el núcleo como un sistema esférico, Tafalla et al. (2004) derivaron un perfil radial de densidad el cual se muestra en la Fig. 1.8. El perfil obtenido de las observaciones se aproxima al perfil radial de flujo emergente de una esfera de BE isoterma, de donde los autores concluyen que los perfiles de densidad de núcleos sin estrella pueden modelarse aproximadamente por esferas BE en equilibrio hidrostático.

1.3.2. Observacion de líneas

L1517B ha sido observado en diferentes transiciones de líneas moleculares, principalmente por Myers & Benson (1983), Tafalla et al. (2002, 2004, 2006) y Daniel et al. (2007) con radiotelescopios de antena única. Algunas de las moléculas que han sido observadas en este núcleo son: $C^{18}O(1-0)$, $C^{18}O(2-1)$, $C^{17}O(2-1)$, $CS(2-1)$, $CS(3-2)$, $C^{34}S(2-1)$, $C^{34}S(3-2)$, NH_3 , N_2H^+ y N_2D^+ . La Fig. 1.9 muestra los mapas de

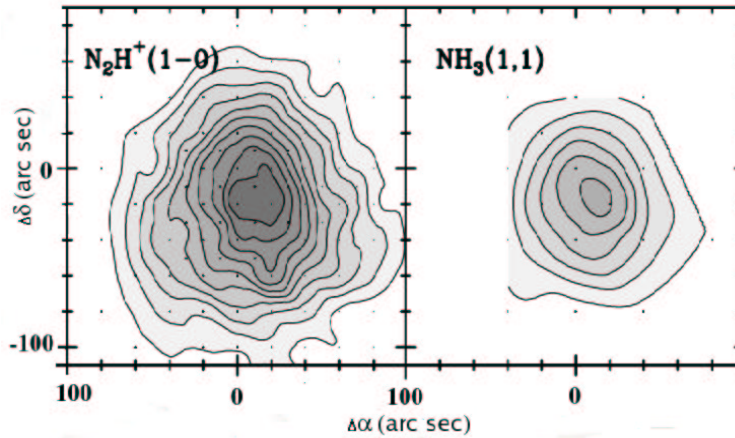


Figura 1.9: Mapas de intensidad integrada de las moléculas NH_3 y N_2H^+ de L1517B. El contorno mínimo y el intervalo entre contornos son (en unidades de $K km s^{-1}$) 1.5 para $NH_3(1,1)$ y 0.25 $N_2H^+(1-0)$. Tomado de Tafalla et al. (2004).

intensidad integrada obtenidos para N_2H^+ y NH_3 por Tafalla et al. (2004). En ellos se puede observar que, al igual que las observaciones en continuo, la emisión aparece compacta y concentrada centralmente. De sus observaciones de amoníaco (NH_3), estos autores encuentran que la temperatura es constante a lo largo del núcleo con un valor de 9.7 K, sin evidencia de un gradiente radial de temperatura en la región central (0.1 pc). Además, reportan un ancho de línea intrínseco de $0.2 km s^{-1}$.

Tafalla et al. (2004) encuentran que la componente no térmica del ancho de línea es constante con el radio sobre al menos 0.1 pc. Usando un código Monte Carlo de transferencia radiativa basado en el de Bernes (1979), Tafalla et al. (2004) ajustan los perfiles centrales de NH_3 y N_2H^+ de L1517B, y encuentran que tal componente es menor que el ancho térmico con un FWHM de $0.12 km s^{-1}$. De aquí estos autores concluyen que los movimientos no térmicos contribuyen muy poco al soporte del núcleo, y que en la ausencia de un campo magnético, la presión térmica es el principal soporte de la nube.

El análisis de las velocidades de ambas moléculas revela variaciones espaciales del orden de $0.1 km s^{-1}$. La distribución espacial de estas variaciones es compleja y no puede explicarse como un patrón simple de rotación.

Adicionalmente Tafalla et al. (2004) encuentran una fuerte diferenciación química al interior del núcleo. De sus resultados sobresale el hecho de que la abundancia de NH_3 se incrementa hacia el centro del núcleo, en tanto que la de N_2H^+ tiene una abundancia constante. En contraste, las moléculas de CO y CS se extinguen al interior de los núcleos debido principalmente al congelamiento en granos de polvo frío. En los mapas de emisión integrada (ver Fig. 1.10) este efecto se aprecia en la emisión de CO y CS, la cual no aparece concentrada centralmente sino que aparece extendida.

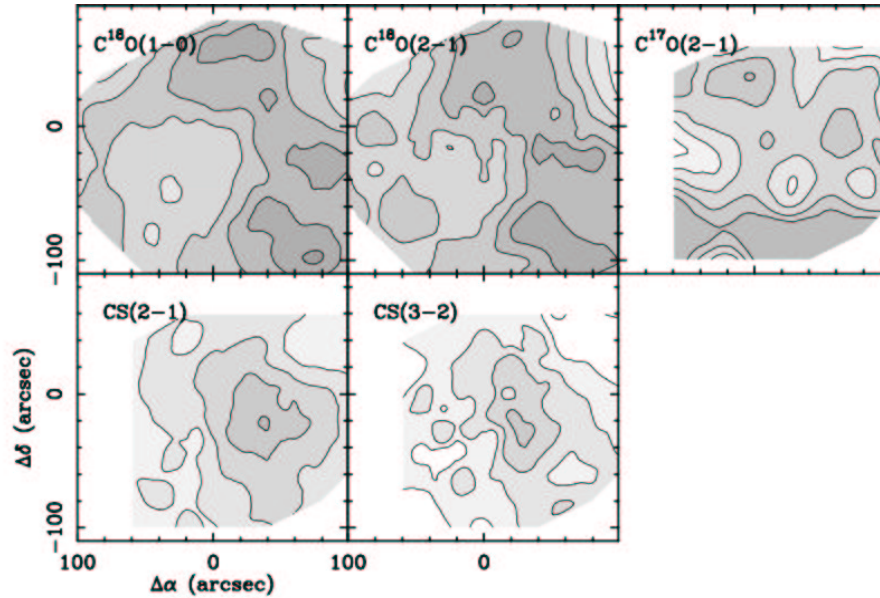


Figura 1.10: Mapas de intensidad integrada para líneas de CO y CS en L1517B. El contorno mínimo y el intervalo entre contornos son (en K km s^{-1}) 0.15 para $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ y $(2-1)$, 0.05 para $\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$, 0.15 CS(2-1), 0.1 CS(3-2) y 0.05 para $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$. Tomado de Tafalla et al. (2004).

A pesar de que el perfil de densidad tiene la forma esperada de equilibrio isotérmico, la masa obtenida del continuo es mayor que la masa obtenida suponiendo equilibrio. Por ello, sugiere que, o bien la selección de parámetros en sus códigos es incorrecta (y hay entonces algún soporte magnético), o el núcleo está en un estado de ligera contracción.

Capítulo 2

Observaciones

La emisión de las nubes moleculares en longitud de onda de radio puede detectarse mediante dos técnicas distintas: a través de la observación con radiointerferómetros y mediante antenas de un solo plato. Nosotros hemos observado la transición de inversión $\text{NH}_3(1,1)$ hacia el núcleo denso L1517B con el interferómetro *Very Large Array* (VLA) localizado en EUA, y con la antena de 70 m de Robledo de Chavela, España. En este capítulo presentaremos los datos obtenidos en nuestras observaciones, y también la combinación de ambas observaciones en un solo conjunto de datos, que nos ha permitido obtener imágenes que combinan las ventajas de las dos técnicas de observación.

2.1. La molécula de NH_3

Las regiones más densas de las nubes moleculares, los grumos y núcleos densos, pueden estudiarse observando la emisión de moléculas que trazan la presencia de gas molecular. Entre esas moléculas se encuentra la de amoníaco (NH_3), que posee una densidad crítica de termalización elevada y, por lo tanto, se considera una molécula trazadora de alta densidad.

La molécula de amoníaco fue una de las primeras moléculas poliatómicas en ser detectada en el espacio interestelar (Cheung et al. 1968), y desde entonces ha sido útil en el estudio del medio interestelar. Esta molécula tiene estructura piramidal, en la cual tres átomos de hidrógeno forman la base y el átomo de nitrógeno se localiza en el vértice.

La molécula de NH_3 puede presentar varios tipos de transiciones energéticas básicas. Las transiciones rotacionales, que involucran la rotación de la molécula; las transiciones vibracionales, que ocurren cuando los átomos vibran en torno a sus posiciones de equilibrio y las transiciones electrónicas, que suponen un cambio en

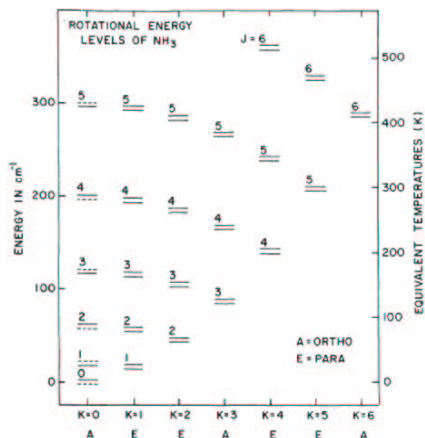


Figura 2.1: Diagrama de niveles de energía para los estados de inversión del amoníaco –tomado de Ho & Townes (1983).

la distribución de los electrones. Adicionalmente, cada una de estas transiciones básicas puede presentar estructura fina o hiperfina, o desdoblamiento por efectos de inversión.

Sabemos que la temperatura de las nubes moleculares es del orden de 10 K, que es un valor demasiado bajo para excitar las transiciones electrónicas (que requieren alrededor de 10^4 K) o vibracionales (cerca de 600 K). En consecuencia, solamente se excitarán las transiciones rotacionales, que requieren del orden de 5 K.

El estado rotacional del NH_3 se describe por dos números cuánticos (J, K), con $J = 0, 1, 2, \dots$, y $K = 0, \pm 1, \dots, \pm J$, que corresponden al momento angular total y a su proyección. El diagrama de energía correspondiente se muestra en la Fig. 2.1.

En la molécula de amoníaco, el átomo de nitrógeno puede atravesar periódicamente el plano que forman los tres átomos de hidrógeno, mediante efecto tunel. A diferencia de otras moléculas no planas, la barrera de potencial debida a los átomos de hidrógeno es débil, por lo que el efecto tunel ocurre rápidamente. El paso periódico del átomo de nitrógeno modifica los niveles de energía; cada nivel rotacional (J, K) aparece desdoblado en dos sub-niveles muy próximos, uno de paridad positiva y otro de paridad negativa (exceptuando el nivel $K=0$), como se muestra en la Fig. 2.1.

A su vez, los dobletes de inversión son desdoblados por interacciones hiperfinas (Fig. 2.2). El efecto mayor es debido a la interacción entre el momento cuadrupolar del núcleo de nitrógeno y el campo eléctrico de los electrones de la molécula. Cada sub-nivel de inversión es desdoblado en 3 estados hiperfinos, resultando en 6 distintas componentes. Interacciones magnéticas débiles producen otros desdoblamientos que dan lugar a un total de 18 líneas en el espectro de amoníaco para el estado rotacional (1,1).

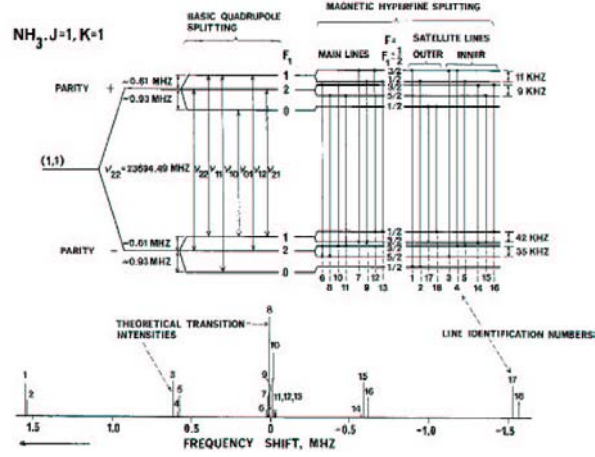


Figura 2.2: Estructura hiperfina de la molécula de amoníaco para la transición (1,1) –tomado de Rydbeck et al. (1977).

La Fig. 2.2 muestra el espectro completo de la transición (1,1) en la parte superior, mientras que en la parte inferior se muestra la posición en frecuencia con la intensidad teórica de cada transición. En la figura vemos que los 18 componentes se concentran en 5 grupos de líneas, una principal y dos conjuntos de líneas satélite internas y externas. La línea principal tiene al menos 50% de la intensidad total. Los dos pares de líneas satélites (con intensidad de línea similar) están separadas de la línea principal por 0.61 MHz para las satélites interiores y 0.92 MHz para las laterales exteriores.

La molécula de amoníaco es de gran utilidad desde el punto de vista observacional, pues tiene un amplio rango de valores para los coeficientes de Einstein en sus numerosas transiciones. En particular el coeficiente de Einstein para la transición (1,1) es $A = 1.67 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, valor elevado del que resulta una densidad crítica de termalización también elevada de $n_{\text{crit}} = A_{21}/\gamma_{21} \simeq 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, en donde γ_{21} es el coeficiente de desexcitación colisional en unidades de $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Este valor de n_{crit} es del orden de la densidad en los núcleos densos de las nubes moleculares, en donde la abundancia de la molécula de NH_3 es de $\text{NH}_3/\text{H}_2 = 10^{-8}$ (Herbst & Klemperer 1973).

Dado que las intensidades relativas teóricas de las transiciones hiperfinas son conocidas, la profundidad óptica puede ser derivada de las temperaturas de brillo observadas para las diferentes transiciones. Para la estructura cuadrupolar hiperfina de la línea de inversión (J,K), se obtiene

$$\frac{\Delta T_a^*(J, K, m)}{\Delta T_a^*(J, K, s)} = \frac{1 - e^{-\tau(J,K,m)}}{1 - e^{-a\tau(J,K,m)}} \quad (2.1)$$



Figura 2.3: Antena de 70 m DSS63 en Robledo de Chavela, España.

en donde ΔT_a^* es la temperatura de brillo observada, m y s son las componentes principal y satélite del espectro; $\tau(J, K, m)$ es la profundidad óptica de la componente principal, y a es el cociente entre la intensidad de la satélite y la de la principal. En el caso de la transición (1,1), $a = 0.28$.

2.2. Observaciones de L1517B

2.2.1. Antena Única

Nuestras observaciones de L1517B con una antena de un solo plato se obtuvieron con la antena DSS63, localizada en Robledo de Chavela (España) que forma parte de la red *Deep Space Network* de la NASA (Fig. 2.3). Esta antena tiene un diámetro de 70 m y una resolución angular de $42''$ a la frecuencia ($\nu = 23.6944961$ GHz) de la línea de $\text{NH}_3(1,1)$. Las características de la antena y del receptor usado se muestran en la Tab. 2.1. Las observaciones fueron obtenidas entre abril de 2005 y marzo de 2006. Un espectrometro de 384 canales fue empleado para cubrir un ancho de banda de 4 MHz con una resolución espectral de 10 kHz (aproximadamente 0.13 km s^{-1}).

Tabla 2.1: Propiedades de la antena DSS-63

	Nombre: Deep Space Station 63
	Diámetro: 70 m
	Tipo: Cassegrain parabólica
	Montura: azimuth/elevación
Antena	Latitud: 40° 25' 52" N
	Longitud: 04° 14' 53" W
	Altitud: 865.5 m
	Tamaño del Haz : 42"
	Eficiencia de la apertura: 49 % máximo
	Sensitividad: 0.7 K/Jy
	Intervalo de Frecuencia: 18-26 GHz
	Banda K
Receptor	Polarización: LCP o RCP (default, LCP)
	T _{sys} (invierno): 50 K
	T _{sys} (verano): 75 K

La técnica de observación empleada en estas observaciones fue swicheo de posición, en la cual, se observa primero el objeto de interés (posición *on*), y luego se mueve el telescopio a una región vacía del cielo (llamada posición *off*) para cancelar la emisión de la atmósfera terrestre. En total, observamos treinta posiciones alrededor de la coordenadas nominales de L1517B ($\alpha_{B1950} = 04^{\text{h}}52^{\text{m}}06^{\text{s}}.0$, $\delta_{B1950} = 30^{\circ}33'03''$) formando un mapa de 6 por 5 espectros tomados cada 21".6. Los espectros fueron corregidos por efectos de opacidad atmosférica y convertidos a escala Jy beam⁻¹ empleando una eficiencia de apertura dependiente de la elevación.

La reducción y el análisis de los datos se hizo utilizando el software CLASS del paquete GILDAS (ver <http://www.iram.fr>), programa hecho por el Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM).

En los espectros obtenidos, se aprecian las cinco grupos principales de la estructura hiperfina del NH₃, con la línea principal localizada en el centro del espectro y dos pares de líneas satélites (Fig. 2.4). En cuatro de los cinco grupos, se alcanzan a resolver las dos líneas hiperfinas principales. En el quinto grupo (a $V \approx -14$ km s⁻¹) solamente se aprecia una línea. Eso se debe a la cercanía de las otras componentes hiperfinas de este grupo (ver Fig. 2.2). En total, se detectan claramente las nueve componentes hiperfinas más brillantes de la transición (1,1) de amoniaco.

En la Fig. 2.5 mostramos los mapas de canales de velocidad obtenidos de nuestras observaciones con la antena de Robledo. Presentamos únicamente los canales correspondientes al grupo principal del espectro de NH₃, por ser estos de utilidad en

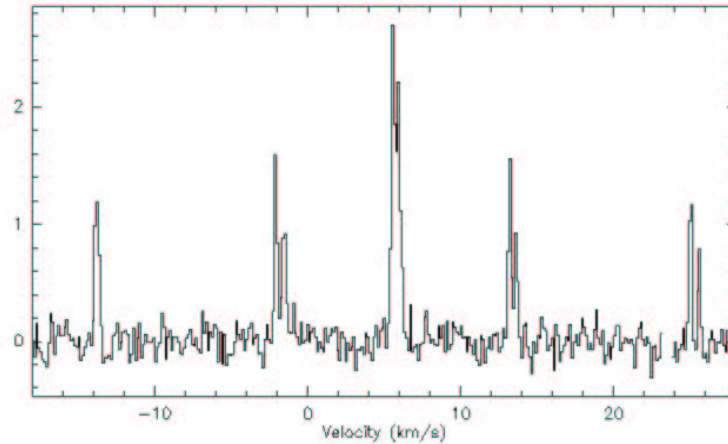


Figura 2.4: Espectro típico de L1517B obtenido con la antena DSS63. El eje vertical muestra unidades en Jy.

la sección correspondiente a la combinación con los datos interferométricos. Vemos que la emisión se detecta principalmente en 8 de los canales mostrados, que corresponden al rango de velocidad LSR de $5.4\text{--}6.3\text{ km s}^{-1}$, con la emisión más intensa localizada en los canales con velocidad $V_{\text{LSR}} = 5.51$ y 5.64 km s^{-1} . La emisión es ligeramente elongada en la dirección este-oeste (que en este mapa corresponde al eje horizontal).

Para derivar parámetros físicos (e.g. ancho de la línea, velocidad y opacidad), es necesario que a cada espectro de L1517B, se le ajuste un perfil de línea de amoníaco. En este caso, supusimos un perfil Gaussiano. De los ajustes, obtenemos una velocidad sistémica LSR de 5.7 km s^{-1} que presenta un ligero gradiente a través del núcleo. El ancho de la línea, por otro lado, es constante en todo el núcleo, con valor de 0.22 km s^{-1} . Este último valor es ligeramente mayor al obtenido por Tafalla et al. (2004), quien usando mejor resolución espectral encuentra un ancho de 0.20 km s^{-1} . Asimismo, hemos encontrado que la opacidad de la línea central tiene un valor de $\tau = 3.8$ en el centro del núcleo.

2.2.2. Interferómetro

Funcionamiento de un interferómetro

El interferómetro empleado en el presente trabajo es el *Very Large Array* (al que en adelante nos referiremos como VLA) localizado en Nuevo México, EUA. Este instrumento consta de 27 antenas de 25 metros de diámetro cada una. Estas antenas pueden posicionarse en diversas configuraciones, un ejemplo de las cuales se muestra en la Fig. 2.6. Las antenas se colocan a lo largo de los 3 brazos en forma de

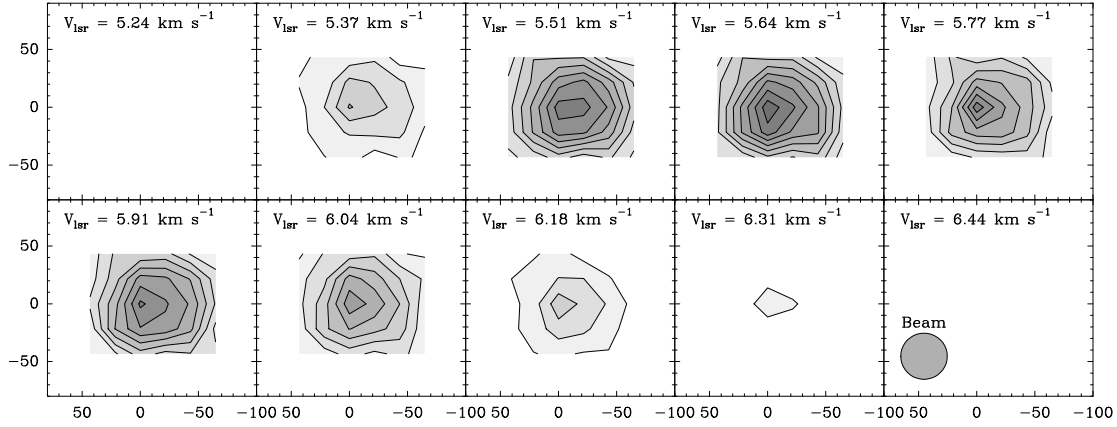


Figura 2.5: Mapas de canales obtenidos con nuestras observaciones de L1517B hechas con la antena de Robledo. El primer contorno, y el intervalo entre contornos es de 0.3 Jy beam^{-1} .

“Y”, teniendo una separación máxima entre antenas de 36 km en la configuración más extendida (A), y 1 km en la configuración más compacta (D). El VLA posee receptores en diferentes bandas de frecuencia, y en nuestro caso se emplea el de banda K ($\nu = 22 - 24 \text{ GHz}$, $\lambda = 1.3 \text{ cm}$).

El principio de operación del VLA puede explicarse a partir de un interferómetro de dos antenas como se muestra en la Fig. 2.7. La emisión a radiofrecuencia ν_{RF} es amplificada y mezclada con una señal de un oscilador local (LO) a una frecuencia



Figura 2.6: El Very Large Array (VLA) en configuración D.

intermedia ν_{IF} para posterior amplificación y tratamiento de señal. En cada receptor se mide la polarización derecha (R de *right*) e izquierda (L de *left*). Después de la amplificación inicial, la señal se separa produciendo dos pares de IF independientes, cada uno midiendo dos polarizaciones. Este hecho permite medir la emisión sobre el doble de ancho de banda que sería posible con un solo par de IF.

Las señales son enviadas al correlador, en donde se correlacionan en forma cruzada con las señales de otra antena para crear, para cada par de IF, los productos RR y LL. A la correlación de señales de la antena i y la antena j se le llama función de coherencia de radiación, también conocida como función de visibilidad verdadera, que denotaremos por V_{ij} . Un arreglo interferométrico de antenas muestrea esta función de visibilidad, obteniendo para cada par de antenas una visibilidad llamada visibilidad observada, a la que denotaremos por \tilde{V}_{ij} . En general, las visibilidades observadas no son las visibilidades verdaderas porque la radiación detectada por el interferómetro ha atravesado la atmósfera y ha pasado a través de la electrónica del propio interferómetro. Para recobrar la visibilidad verdadera se sigue un proceso de calibración de las visibilidades observadas.

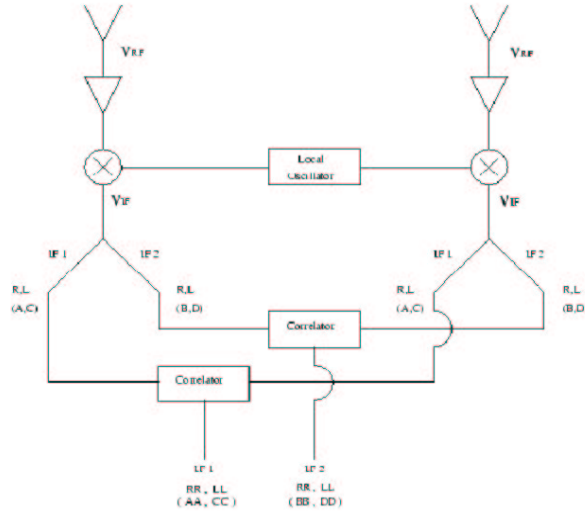


Figura 2.7: Esquema de interferómetro simple.

Dado que la función de visibilidad es muestreada a cierto intervalo de tiempo para cada par de antenas, cada visibilidad V_{ij} puede expresarse como:

$$V_{ij}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{\nu}(l, m) I_{\nu}(l, m) e^{-2\pi(u_{ij}(t)l + v_{ij}(t)m)} dl dm. \quad (2.2)$$

en donde,

- ν es la frecuencia.
- (l, m) especifica la dirección de los cosenos directores con respecto al centro de fase.
- (u, v) denota las coordenadas de la línea base proyectada.
- $I_\nu(l, m)$ es la distribución de intensidad de la fuente.
- $A_\nu(l, m)$ es el patrón de recepción normalizado de la antena.
- V_{ij} es la visibilidad verdadera del par de antenas i, j .

V_{ij} se expresa como función del tiempo t debido a que las visibilidades se muestrean a tiempos discretos para cada par de antenas. La ecuación 2.2 expresa el hecho de que la función de visibilidad es la transformada de Fourier del brillo del cielo (modificada por el patrón de recepción normalizado de las antenas).

En su mayoría, los arreglos interferométricos son dispositivos lineales, por lo que la relación entre la entrada (V) y la salida (\tilde{V}) es una función que puede expresarse como lo indica la ecuación básica de calibración:

$$\tilde{V}_{ij}(t) = G_{ij}(t)V_{ij}(t) + \epsilon_{ij}(t) \quad (2.3)$$

donde:

- $G_{ij}(t)$ es la ganancia compleja de la línea base.
- $\epsilon_{ij}(t)$ es el offset complejo de la línea base.

A su vez, la ganancia compleja $G_{ij}(t)$ puede aproximarse como el producto de dos ganancias complejas $g_i(t)$ y $g_j(t)$ asociadas a cada antena,

$$G_{ij}(t, \nu) = g_i(t)g_j^*(t) = a_i(t)a_j(t)e^{i(\phi_i(t)-\phi_j(t))} \quad (2.4)$$

donde $a_i(t)$ es la corrección de amplitud de la antena i , y $\phi_i(t)$ es la corrección de fase de la antena i . En la ecuación (2.4) se puede separar el término de amplitud y el de fase para dar:

$$\mathcal{A}_{ij}(t) = a_i(t)a_j(t) \quad (2.5)$$

y

$$\Phi_{ij}(t) = \phi_i(t) - \phi_j(t) \quad (2.6)$$

Para calibrar las visibilidades de un interferómetro, lo más común es observar fuentes puntuales. Eso es porque la transformada de Fourier de una fuente puntual (i.e. un pico de Dirac) localizada en el centro del campo de visión es una constante real. En consecuencia, las visibilidades verdaderas para una fuente puntual son $A_{ij} = S$ (donde S es el flujo de la fuente) y $\phi_{ij} = 0$, para cualquier par (i, j) . Eso implica que (para una fuente puntual) la relación entre las visibilidades observadas y verdaderas es:

$$\tilde{A}_{ij}(t) = a_i(t)a_j(t)S \quad (2.7)$$

y

$$\tilde{\phi}_{ij}(t) = \phi_i(t) - \phi_j(t). \quad (2.8)$$

Dado que para N antenas, se forman $N(N - 1)/2$ líneas de base, las ecuaciones (2.7) y (2.8) representan un sistema de $N(N - 1)/2$ ecuaciones con $2N$ incógnitas (las a_i y ϕ_i) que se puede resolver. Vemos en las ecuaciones (2.7) y (2.8) que la fase depende de la diferencia entre fases de antenas, por lo que comúnmente se emplea en forma arbitraria la fase de una antena como referencia asignándole fase $\phi = 0$.

Recordemos que las ecuaciones anteriores están dadas en función del tiempo, ya que las visibilidades son muestreadas a intervalos de tiempo discreto para cada par de antenas. Y como las soluciones de ganancia de las antenas se determinan como función del tiempo sólo para los tiempos en que se observó los calibradores, no se cuenta con observaciones de calibración mientras se observa las fuentes bajo estudio (L1517B en nuestro caso), por lo que las ganancias se deben interpolar a los tiempos en que se observó esa fuente.

Dado que la respuesta de un interferómetro depende de la frecuencia, es necesario calibrar dicha dependencia cuando se observan líneas espectrales. A este proceso, se le denomina *calibración de pasabanda*. La ganancia G_{ij} de la línea base (i, j) dada por la ecuación (2.4) puede separarse en un término promedio $G'_{ij}(t)$ y otro factor $B_{ij}(\nu, t)$ que describe la variación de la ganancia como función de la frecuencia:

$$G_{ij}(\nu, t) = G'_{ij}(t)B_{ij}(\nu, t). \quad (2.9)$$

El término $B_{ij}(\nu, t)$ varía poco con el tiempo. Su valor se determina observando una fuente brillante cuya distribución de energía espectral es conocida. Normalmente se observa una fuente cuyo flujo se puede suponer constante dentro del ancho de banda observado. Al igual que las ganancias que describen la calibración de fase y de amplitud, las ganancias de pasabanda para una línea de base (i, j) se pueden escribir como el producto de las ganancias de cada antena:

$$B_{ij}(\nu, t) = b_i(\nu, t)b_j^*(\nu, t). \quad (2.10)$$

Deconvolución

Una vez calibrados los datos interferométricos, estos deben ser deconvolucionados al dominio de la imagen. La visibilidad $V(u, v)$ se relaciona con la distribución de intensidad $I_\nu(l, m)$ de acuerdo a la ecuación (2.2). Sin embargo, dado que sólo un número finito de muestras de visibilidades son medidas en la práctica, $I(l, m)$ no puede ser recuperado directamente. El plano (u, v) es muestreado en puntos discretos. Eso se puede describir con una función de muestreo definida por:

$$S(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k) \quad (2.11)$$

A partir de esto, podemos definir una función $V^S(u, v)$ tal que

$$V^S(u, v) = S(u, v)V(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k)V(u_k, v_k) \quad (2.12)$$

siendo V^S la función de visibilidad muestreada, y $V(u, v)$ la visibilidad observada. La transformada de Fourier de la función de visibilidad muestreada:

$$I^D = \mathcal{F}(V^S) = \mathcal{F}(SV) \quad (2.13)$$

se llama el mapa sucio. Dado que la transformada de Fourier de un producto de funciones es el producto de convolución de sus transformadas de Fourier, la ecuación (2.13) puede expresarse como:

$$I^D = \mathcal{F}(S) * \mathcal{F}(V) = I^o * B. \quad (2.14)$$

Por lo tanto, el mapa sucio I^D es el producto de convolución de la imagen verdadera I^o por el haz sucio (B – también llamado a veces *Point Spread Function*).

Debido a la cobertura limitada del plano (u, v) , el haz sucio de un interferómetro generalmente tiene lóbulos secundarios significativos. En consecuencia, el mapa sucio suele representar pobremente la verdadera distribución de brillo del cielo. Un algoritmo que se usa muy a menudo para mejorar esta situación es el algoritmo CLEAN (Högbom 1974).

CLEAN aproxima la distribución de brillo verdadera $I(l, m)$ con la superposición de un número finito de fuentes puntuales con intensidad A_i localizadas en posiciones (x_i, y_i) . El algoritmo es iterativo y consiste en una repetición de los siguientes dos pasos:

1. Encontrar el punto de mayor intensidad en el mapa sucio.
2. Restar del mapa sucio una fracción γ de esta intensidad multiplicada por el haz sucio. γ se llama ganancia del lazo y se toma típicamente $\gamma = 0.2$. La amplitud y posición de la componente removida se conservan en una tabla, conocida como tabla de componentes limpios.

Este proceso se repite hasta que toda la estructura significativa haya sido removida del mapa.

También se obtiene un haz llamado limpio al ajustar una gaussiana elíptica al lóbulo principal del haz sucio. El haz limpio tiene una amplitud media igual al del haz sucio, pero no tiene lóbulos secundarios. Finalmente, se construye un mapa (llamado mapa limpio) a partir de las entradas de la tabla de componentes limpias convolucionadas por el haz limpio. Ha sido demostrado que el mapa limpio obtenido de esta manera suele representar fielmente la verdadera distribución de brillo del cielo.

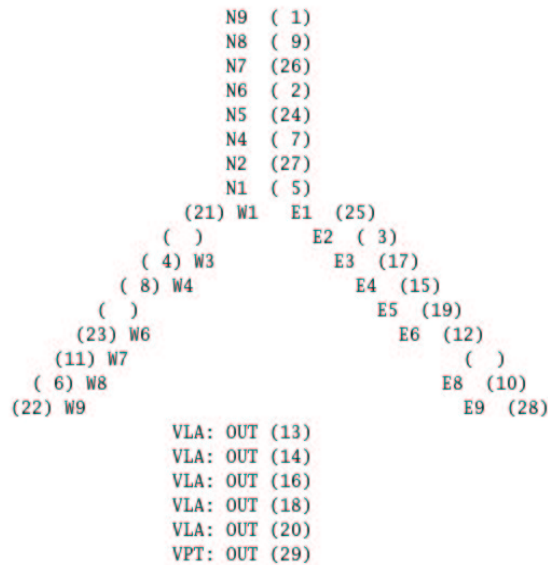


Figura 2.8: Antenas del VLA empleadas en nuestras observaciones de L1517B.

Observaciones de L1517B con el VLA

La transición $\text{NH}_3(1,1)$ fue observada hacia L1517B con el VLA en su configuración D en dos épocas durante noviembre de 2005. Solamente se detecta el grupo central de líneas hiperfinas (ver Sec. 2.1). Para esta configuración y a esta frecuencia,

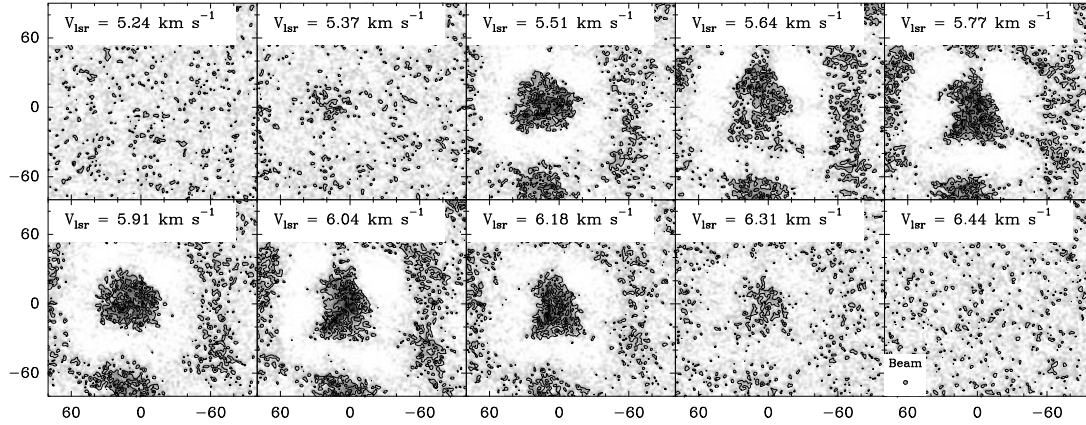


Figura 2.9: Canales de velocidad la emisión $\text{NH}_3(1,1)$ hacia L1517B observado por el VLA. El primer contorno y el intervalo entre contornos sucesivos es de 3 mJy beam^{-1} .

la resolución angular del VLA es de $\approx 3''$. El correlador contaba con un total de 128 canales que permitieron una resolución espectral de 0.074 km s^{-1} , misma que fue degradada a 0.13 km s^{-1} para poder combinar nuestros de Robledo y VLA en un único conjunto de datos.

De las 27 antenas que componen el VLA, un total de seis antenas no fueron utilizadas en nuestras observaciones por razones diversas, quedando una distribución como la mostrada en la Fig. 2.8. En esa figura, las letras N, E y W corresponden a los brazos norte, este y oeste, respectivamente. El número adjunto a esta letra se refiere al número de la estación utilizada, mientras que el número entre paréntesis es el número de cada antena. En la parte inferior se indican las antenas que no fueron utilizadas en las observaciones.

La calibración y el tratamiento de los datos del interferómetro se hicieron con el programa AIPS. Previo al inicio de la calibración se examinan las visibilidades y se eliminan aquellas que se encuentran corruptas. Se usaron dos calibradores (0414+343 y 0512+406) cuyos flujos (0.65 Jy y 0.69 Jy, respectivamente) fueron determinados a partir de observaciones del calibrador principal 1331+305 (3C286). La calibración de pasabanda se hizo usando observaciones del cuasar brillante 0319+415 (3C84 – F ~ 12.2 Jy).

Resultados de las Observaciones con el VLA

La Fig. 2.9 muestra los mapas de canales para los datos del VLA. La emisión es detectada en 6 canales a velocidades entre V_{lsr} 5.5 km s^{-1} y 6.2 km s^{-1} . En cada canal se observa la presencia de lóbulos positivos y negativos alrededor de la emisión detectada. Esto resulta de la técnica interferométrica y del problema de los espacios

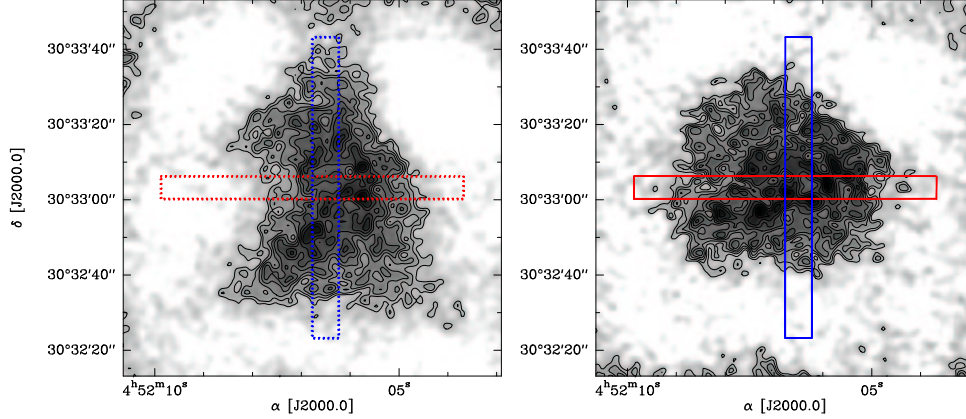


Figura 2.10: Mapas promedio de los canales con estructura triangular (izquierda) y redonda (derecha). Los rectángulos rojos señalan cortes en las direcciones este-oeste (horizontal) y los azules en dirección norte-sur (vertical), con las líneas punteadas correspondiendo a la estructura triangular y las líneas continuas a la estructura redonda.

cortos (ver §2.2.3).

Los canales con emisión muestran la presencia de una estructura bien definida en el centro de cada mapa, con una apariencia redonda en el primer canal donde es detectada ($V_{lsr} \simeq 5.5 \text{ km s}^{-1}$), volviéndose triangular en los dos canales siguientes correspondientes a $V_{lsr} \simeq 5.6 - 5.8 \text{ km s}^{-1}$. Esta secuencia se repite en los tres siguientes canales, con la estructura redonda en $V_{lsr} \simeq 5.9 \text{ km s}^{-1}$ y la emisión triangular en $V_{lsr} \simeq 6.0 - 6.2 \text{ km s}^{-1}$. Esta repetición se debe a la superposición de dos componentes hiperfinas en la línea observada.

Para aclarar las diferencias entre las dos estructuras detectadas anteriormente hemos promediado por separado los canales con estructura triangular en un mapa y los de estructura redonda en otro, los cuales mostramos en la Fig. 2.10. En los dos mapas de esta figura vemos que la forma de las dos estructuras detectadas se acentúa y queda bien definida.

En la Fig. 2.11 graficamos el flujo promedio a lo largo de los dos cortes indicados en la Fig. 2.10. En la primera gráfica mostramos el flujo para el corte este-oeste, donde podemos apreciar que en general la estructura redonda (línea continua) muestra emisión más intensa y extendida que la estructura triangular (línea punteada) para valores positivos de $\Delta\alpha$, tal como se puede ver en los mapas. En el corte norte-sur vemos que la emisión se extiende más tanto al norte como al sur para la estructura triangular que para la redonda.

Al calcular la diferencia entre las curvas de cada corte obtenemos las gráficas que se muestran en la parte inferior de la Fig. 2.11. En ellas podemos ver que la diferencia es significativa para valores de positivos de $\Delta\alpha$ en el caso del corte este-

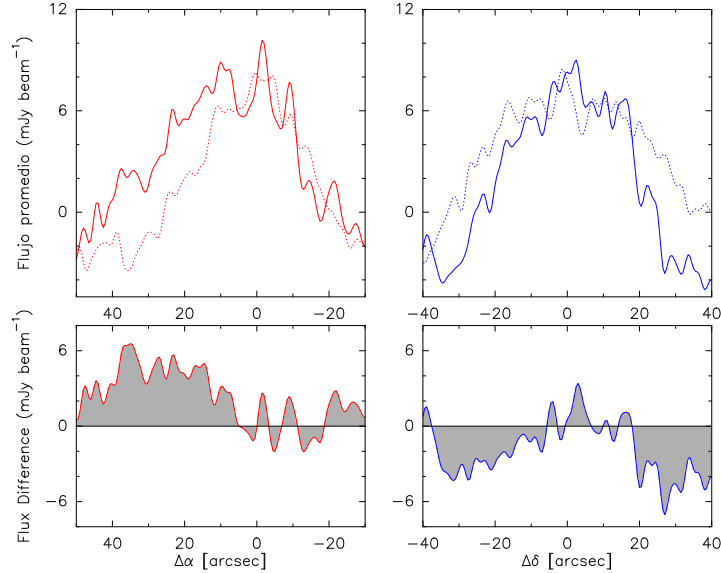


Figura 2.11: Cortes en los mapas de la Fig. 2.10 (gráficas superiores). En rojo (izquierda) indicamos los cortes este-oeste y en azul (derecha) los cortes norte-sur. Las líneas punteadas corresponden a la estructura triangular y las continuas a la estructura redonda. En las gráficas inferiores se muestra la diferencia entre la emisión correspondiente a la estructura triangular y la emisión correspondiente a la estructura redonda.

oeste (izquierda), mientras que para el corte norte-sur la diferencia es importante en los extremos de $\Delta\delta$.

2.2.3. Combinación de datos

Las observaciones hechas con interferómetros poseen una limitación importante, relacionada con el hecho de que dos antenas de un arreglo dado no pueden ser separadas por menos que su diámetro (sino, colisionarían). En consecuencia, la cobertura del plano (u, v) resultante tendrá un vacío en el centro, con radio igual a la línea base de menor tamaño observada. Eso se conoce como “el problema de los espacios cortos” (del inglés *short spacings problem*).

En la Fig. 2.12 vemos esquemáticamente el efecto de la falta de espacios cortos para un interferómetro unidimensional. En todos los casos, se muestra a la izquierda la cobertura del plano (u, v) y a la derecha el haz sintetizado resultante. En la primera gráfica se considera un caso ideal en el que todas las visibilidades hasta un cierto valor máximo se registran. El haz correspondiente muestra un lóbulo principal y unos lóbulos secundarios. Cuando la parte central del plano (u, v) no se muestrea (tercer caso), el lóbulo principal está rodeado por un anillo negativo. La severidad

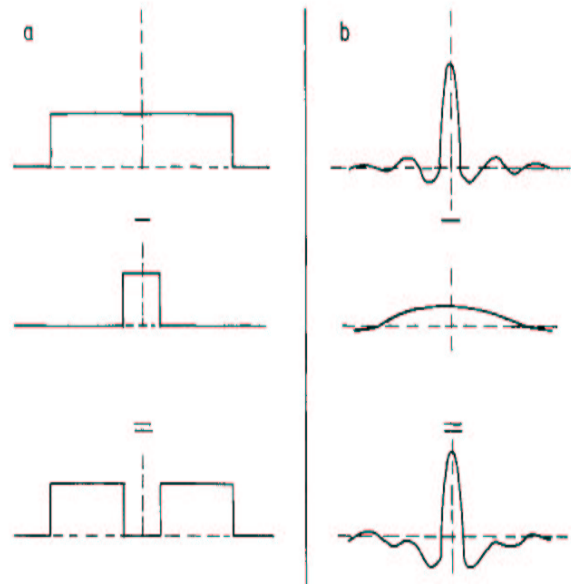


Figura 2.12: Haz sintetizado de un interferómetro unidimensional (derecha) como función de la cobertura del plano (u, v) (izquierda). Tomado de Braun & Walterbos (1985).

de este problema dependerá de la naturaleza de la fuente observada. Para una fuente compacta, el problema será menor, ya que existe poca señal a las frecuencias espaciales correspondientes a la parte central del plano (u, v) . En este caso, el proceso de deconvolución será generalmente suficiente para eliminar los lóbulos negativos. Para una fuente extendida, sin embargo, el problema puede ser mucho más severo, y se apreciará en las imágenes en forma de un fuerte envolvente negativo alrededor de la emisión positiva de la fuente. Este problema es claramente presente en nuestras observaciones VLA de L1517B: en la Fig. 2.9, vemos como la emisión positiva de L1517B en todos los canales de velocidad donde se detecta esta rodeada por un anillo negativo.

En contraste a un interferómetro, una antena única mide un intervalo continuo de frecuencias espaciales desde cero hasta un valor máximo, que corresponde al diámetro de la antena. Una solución al problema de los espacios cortos es entonces, complementar las observaciones del interferómetro con las de una antena de un solo plato. Los interferómetros proporcionan las visibilidades a frecuencias espaciales altas, mientras que la antena única proporciona las frecuencias espaciales bajas, incluyendo el flujo total que corresponde al espacio cero.

Existen métodos para realizar la combinación de los datos tanto en el dominio de la imagen como en el dominio de Fourier (Stanimirovic et al. 1999). Nosotros combinaremos las observaciones interferométricas obtenidas con el VLA con las ob-

servaciones de un solo plato de Robledo en el dominio de Fourier.

La combinación de datos no es tarea simple pues se trata de conjuntar observaciones de dos técnicas de observación distintas, hechas con equipos diferentes. Las diferencias entre los sistemas empleados para la observación astronómica, así como las diferencias en software para la reducción de datos ha hecho de la combinación de datos una tarea compleja. Para combinar apropiadamente los datos, es necesario que se cumplan algunas condiciones, entre las se encuentran:

- El diámetro de la antena única debe ser mayor o igual que el vacío central en el plano (u, v) del interferómetro para poder llenar todos los espacios cortos.
- Debe existir una región de traslape en las frecuencias espaciales para poder determinar el factor de calibración necesario.
- Se requiere un muestreo de la información de la antena única a la tasa de Nyquist (el doble de ancho de banda) para evitar “aliasing” durante la deconvolución (Vogel et al. 1984).
- Las visibilidades derivadas de los datos de la antena única deben tener una razón señal a ruido mayor o comparable a la del interferómetro en la región de traslape para no degradar el mapa combinado.
- Las frecuencias de observación de los dos conjuntos de datos deben ser iguales.

En su configuración D, la línea de base mínima del VLA es de 0.035 km (35 m) y la máxima de 1.03 km. A 1.3 cm la máxima escala angular detectable en esta configuración es de $1'$ mientras que el ancho del haz sintetizado es $\approx 3''$. El diámetro de la antena de Robledo es de 70 m, más del doble de la línea de base mínima del VLA.

El ancho de banda cubierto por la antena de Robledo es mayor que el cubierto por VLA. Sin embargo, la resolución espectral es mejor para los datos del VLA que para los de Robledo. Para homogeneizar los dos juegos de datos, los espectros de Robledo fueron remuestreados espectralmente. En este procedimiento, se divide la transformada de Fourier de los datos por la forma del canal de entrada y se multiplica por la transformada de la forma del canal deseado. El producto resultante se translada al dominio de la frecuencia.

La antena única observa la distribución de intensidad del cielo dada por

$$I_{obs}^{sd}(l, m) = I(l, m) * B_{sd}(l, m) \quad (2.15)$$

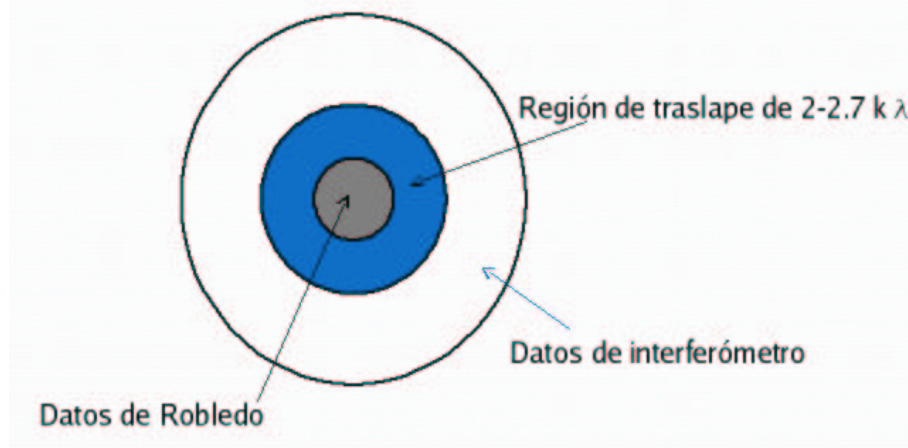


Figura 2.13: Región de visibilidades comunes a ambas observaciones para determinar factor de calibración.

donde I es la distribución de intensidad verdadera, B_{sd} es el patrón del haz de la antena única. La transformada de Fourier de este producto de convolución da:

$$V'_{sd}(u, v) = V(u, v)_{sd} b_{sd}(u, v) \quad (2.16)$$

donde b_{sd} es la transformada de Fourier del patrón del haz de la antena única, la cual es una función continua entre cero y la más alta frecuencia espacial muestreada por la antena única (que corresponde al diámetro de la antena). No requiere interpolación ni extrapolación dado que V_{sd} es una función continua. Por otro lado, las visibilidades obtenidas por un interferómetro son dadas por:

$$V'_{int}(u, v) = [V(u, v)_{int} * a_{int}(u', v')] b_{int}(u, v), \quad (2.17)$$

donde V_{int} es la transformada de Fourier de la distribución de brillo verdadero del cielo I , a_{int} es el patrón del haz primario y b_{int} es la función de muestreo del interferómetro. Notemos que tanto las visibilidades del interferómetro como las de la antena única tienen extensión finita en el plano (u, v) , lo que limita la resolución final. Además, la determinación de I a partir de I_{int}^D en el proceso de deconvolución involucra la interpolación y extrapolación de V'_{int} debido a la naturaleza discontinua de b_{int} . Al transformar la ecuación anterior se obtiene:

$$I_{int}^D(l, m) = I(l, m) A_{int}(l, m) * B_{int}(l', m') \quad (2.18)$$

donde B_{int} es el haz sintetizado e I_{int}^D es la imagen sucia (del inglés *dirty image*).

Las visibilidades obtenidas de la antena única (también llamadas *pseudovisibilidades*) son visibilidades similares a las que produciría un interferómetro si estas

no fuesen filtradas. Para crear las pseudovisibilidades, las imágenes tomadas por la antena única son transformadas al plano (u, v) mediante una transformada rápida de Fourier. La información es deconvolucionada del haz de la antena única mediante una división por su transformada de Fourier truncada al radio de la antena. Los datos resultantes son trasladados al dominio de la imagen mediante una transformación inversa de Fourier, y se multiplican por el haz primario del interferómetro. Finalmente, el resultado es nuevamente transformado al plano (u, v) donde las visibilidades son muestreadas en una malla regular. Las pseudovisibilidades se calculan sólo para frecuencias espaciales menores que $D - d$ siendo D el diámetro de la antena única y d el de las antenas del interferómetro.

La tabla de pseudovisibilidades obtenida de los datos de la antena única se une con la tabla de visibilidades del interferómetro de acuerdo a la fórmula:

$$V_{\text{comb}} = w_{\text{int}}V_{\text{int}} + w_{\text{sd}}fV_{\text{sd}} \quad (2.19)$$

donde V_{comb} es la visibilidad combinada, V_{int} y w_{int} es la visibilidad del interferómetro y su peso, V_{sd} y w_{sd} es la visibilidad de la antena única y su peso, y f es el factor de calibración relativa entre los dos instrumentos.

El factor f se obtiene al comparar las visibilidades de la antena única con las del interferómetro en la región de traslape (Fig. 2.13). En nuestro caso, las visibilidades del VLA y de Robledo coinciden en la región entre ≈ 2 y $3 \text{ k}\lambda$ ($25 - 40 \text{ m}$). La comparación (ver Fig. 2.14) muestra que las amplitudes de las pseudovisibilidades de Robledo son sistemáticamente 8% mayores que las de las visibilidades del VLA. Esto se debe a la diferencia de calibración entre los dos juegos de datos, y queda dentro del rango de incertidumbre esperada.

Las visibilidades en el plano (u, v) pueden expresarse como:

$$V(u, v) = W(u, v)V(u, v) \quad (2.20)$$

donde $W(u, v)$ es la función de muestreo pesada, la cual es distinta de cero sólo para los puntos del plano (u, v) muestreados.

La función de peso $W(u, v)$ puede elegirse para favorecer ciertas características de los datos. Por ejemplo, al establecer $W(u_k, v_k)$ como el inverso de la varianza del error en $V(u_k, v_k)$, se optimizará la razón señal a ruido en la imagen final, en tanto que ajustarla al inverso de alguna aproximación de la densidad local de muestras se minimizará el nivel de lóbulos laterales.

Para combinar nuestros datos, y de acuerdo a la ecuación (2.19), los pesos a asignar a uno de los conjuntos de datos (la antena de Robledo en este caso) son un parámetro libre. Nosotros nos hemos basado en las recomendaciones de Gueth &

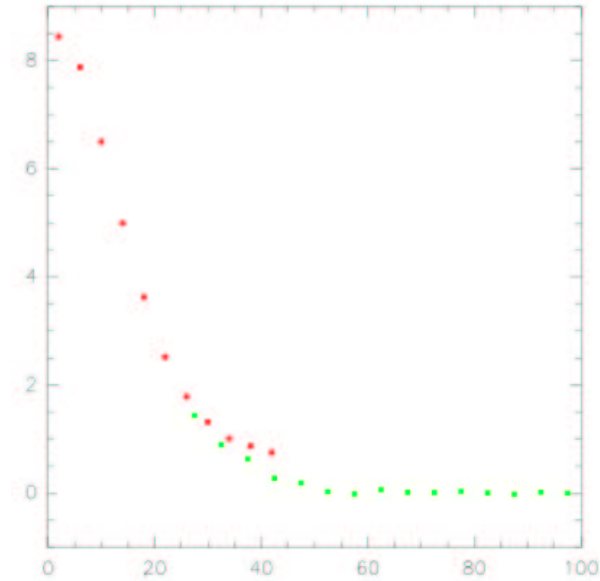


Figura 2.14: Región de traslape de las visibilidades. Los puntos de color rojo entre 0 y 40 m corresponden a las visibilidades de Robledo, en tanto los puntos verdes (entre 25 y 100 m) corresponden a las visibilidades del VLA. Las visibilidades son comunes a ambos conjuntos entre 25 y poco más de 40 m.

Guilloteau (2000) quienes proponen que los pesos deben ser ajustados para minimizar los lóbulos negativos laterales en la imagen final limpia, manteniendo la máxima resolución angular posible.

En la práctica, empezamos sobre-pesando las pseudovisibilidades de la antena

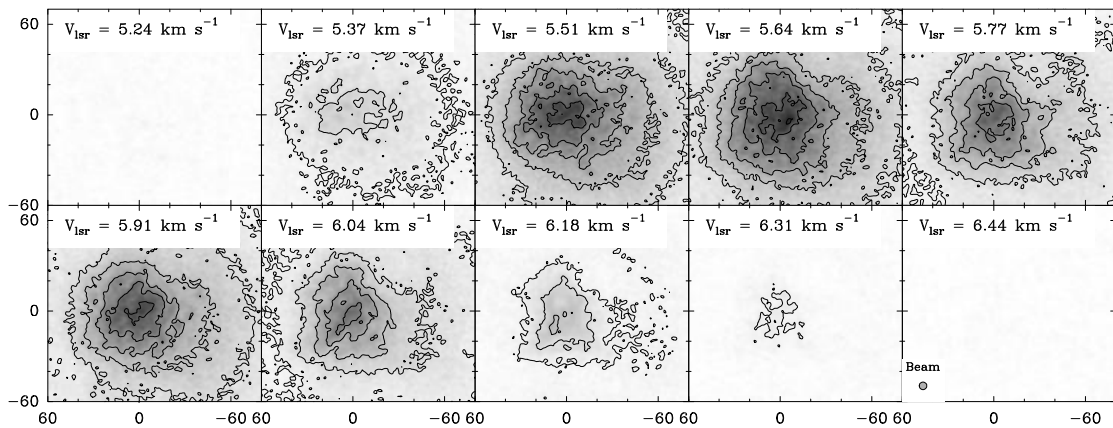


Figura 2.15: Canales de velocidad la emisión $\text{NH}_3(1,1)$ hacia L1517B combinando los datos de Robledo con los del VLA. El primer contorno y el intervalo entre contornos sucesivos es de 10 mJy beam^{-1} .

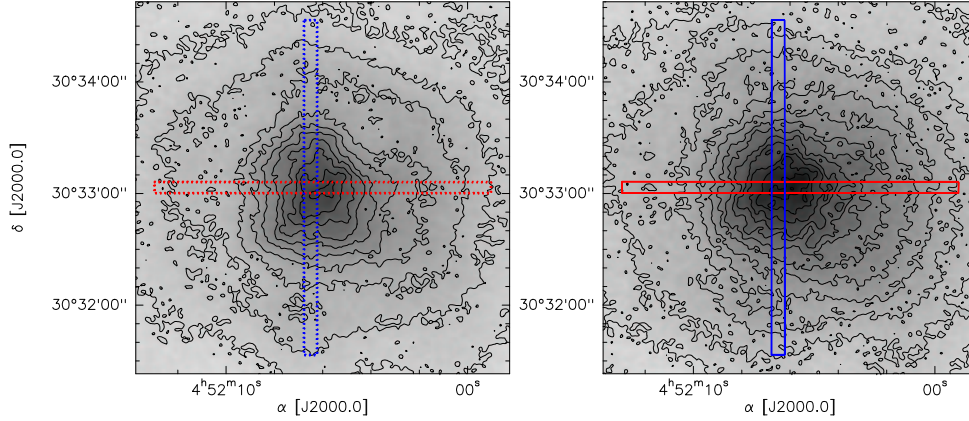


Figura 2.16: Mapas promedio de canales de velocidad para los datos combinados Robledo+VLA. Los canalesse promediados son los mismos que en la Fig. 2.10.

única. Esto produce una imagen prácticamente igual a la que se obtiene directamente la antena única (Fig. 2.5). Luego, disminuimos el peso atribuido a los datos de la antena única para recobrar la estructura a pequeña escala contenida en los datos del interferómetro. Esto aumenta la resolución de la imagen final, prácticamente hasta la resolución del interferómetro. Paramos este proceso antes de que aparezcan lóbulos secundarios. La imagen que optimiza este proceso se muestra en la Fig. 2.15. Este mapa ha sido suavizado a una resolución angular de $5''$. Nota como combina la emisión extendida contenida en la Fig. 2.5 con la alta resolución de la Fig. 2.9.

Para comparar los mapas resultantes de la combinación de datos, promediamos los mismos canales de velocidad que en la Fig. 2.10. Esto resulta en los mapas de la Fig. 2.16 en donde hemos señalado dos cortes –uno este-oeste, el otro norte-sur. Los perfiles a lo largo de estos cortes se muestran en las gráficas superiores de la Fig. 2.17. Como se puede ver, la emisión en el mapa de la derecha de la Fig. 2.16 (que da lugar a los perfiles con líneas continuas en la Fig. 2.17) es sistemáticamente mayor que la emisión en el mapa de la izquierda. Por esta razón, la resta directa entre los perfiles no muestra fácilmente si hay o no diferencias entre los dos mapas. Para remediar esta situación, los cortes fueron normalizados, y las restas se hicieron entre estos cortes normalizados. El resultado se muestra en las gráficas de la parte inferior de la Fig. 2.17. Además, para estimar el nivel de ruido estadístico en estas restas, hemos realizado el mismo procedimiento usando un corte este-oeste de los mapas de la Fig. 2.16 donde no había emisión (al extremo norte del mapa). El resultado para este último corte se muestra como un línea punteada en la Fig. 2.17.

El las gráficas inferiores de la Fig. 2.17, notamos que existen zonas contiguas donde la resta es sistemáticamente positiva y otras donde es sistemáticamente negativa (ver por ejemplo, las zonas $\Delta\alpha +60 - +15$ y $\Delta\alpha +15 - -20$ en el corte este-oeste). La amplitud de la resta en estas zonas es mayor que el nivel de ruido (medido con

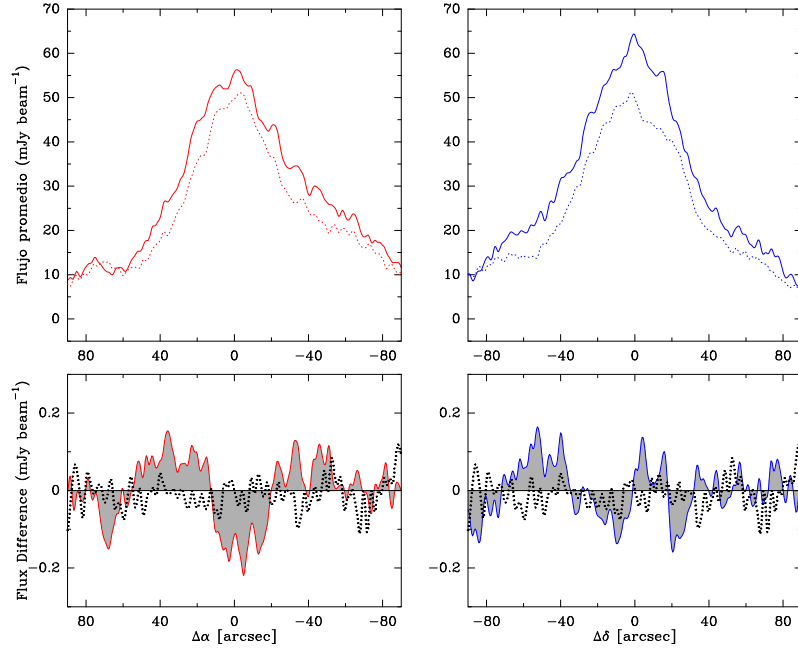


Figura 2.17: Cortes en mapa combinado, las gráficas superiores muestran el perfil de los cortes mientras que en las inferiores se muestra la diferencia de sus respectivos perfiles.

la línea punteada), y el hecho de que se quede positiva o negativa de manera coherente a lo largo de regiones de 30'' a 50'' de longitud sugiere que las diferencias son reales. Este resultado sugiere que las diferencias a pequeñas escalas identificadas en los datos del VLA siguen existiendo en los datos combinados.

Capítulo 3

Resumen del artículo

Velocity Structure in the dense core L1517B

Dado que toda la formación estelar presente ocurre en los núcleos densos al interior de las nubes moleculares, es esencial conocer a detalle la estructura y condiciones físicas de los núcleos densos sin estrella en su interior para entender las etapas tempranas de formación estelar. Los núcleos densos de baja masa ($M \leq 10M_{\odot}$) usualmente tienen dispersiones de velocidad subsónicas (ver i.e. Myers et al. 1983, di Francesco et al. 2007). En algunos casos, esta dispersión de velocidad no depende de la posición dentro del núcleo. Estas características se han interpretado algunas veces como evidencia inequívoca de configuraciones cuasi-estables, dominadas térmicamente. Sin embargo, tales conclusiones se basan en hipótesis asociadas con modelos físicos particulares usados para derivar las propiedades físicas a partir de las observaciones.

La hipótesis más común es la relacionada con la simetría esférica, la cual se hace frecuentemente cuando las propiedades son derivadas de la extinción de luz estelar de fondo, o de perfiles de líneas moleculares. Dado que los núcleos no son perfectamente esféricos, esta hipótesis puede afectar las conclusiones derivadas de las observaciones (Ballesteros-Paredes et al. 2003; Hartmann 2004; Steinacker et al. 2004). Adicionalmente, las bajas resoluciones espacial y espectral de la gran mayoría de observaciones disponibles de núcleos densos sin estrella (*starless*) tiende a borrar la estructura espacial y cinemática, produciendo datos suavizados. Datos de baja resolución pueden entonces ser erróneamente interpretados, de manera que los objetos observados pueden interpretarse como objetos más tranquilos (*quiescent*) de lo que son en realidad.

Por otra parte, se ha mostrado que núcleos en simulaciones de nubes moleculares turbulentas, con estructura espacial intrínsecamente compleja, pueden dar la apariencia de núcleos en equilibrio hidrostático (perfiles BE), sobre todo si son proyectados espacialmente, y posteriormente promediados azimutalmente (Ballesteros-

Paredes et al. 2003; Hartmann 2004, Steinacker et al. 2004). Tales núcleos simulados pueden además exhibir dispersiones de velocidad constantes y sub- o transónicas (Klessen et al. 2005). Estas firmas observacionales fueron interpretadas originalmente como evidencia en favor del modelo estándar, el cual proponía la existencia de núcleos densos tranquilos, en equilibrio cuasi-hidrostático, deshaciéndose lentamente de su soporte magnético antes de colapsar. Sin embargo, Klessen et al. (2005) muestran que los núcleos densos de simulaciones de nubes moleculares isotérmicas y con turbulencia presentan frecuentemente estas características. Estos autores reinterpretan la constancia de la dispersión de velocidades a través de los núcleos densos como producto de que los núcleos densos, al ser resultado de compresiones turbulentas, son puntos de estancamiento, donde la compresión es máxima y la diferencia de velocidades es mínima.

Para investigar si las propiedades físicas de un núcleo denso pueden reproducirse por simulaciones numéricas de turbulencia supersónica, compararemos la estructura detallada del núcleo denso L1517B con la de un núcleo “numérico” obtenido de una simulación numérica de una nube molecular isotérmica, y con turbulencia homogénea supersónica. L1517B fue seleccionado porque es considerado uno de los prototipos de núcleo de nube molecular sin estrella, y de baja masa. Este núcleo se localiza a una distancia aproximada de 140 pc en el complejo molecular Taurus-Auriga, y no tiene asociada ninguna fuente IRAS o Spitzer. Su estructura será derivada de nuevas observaciones interferométricas y de antena única. El núcleo numérico fue tomado de simulaciones de Klessen et al. (2005) y fue elegido porque reproduce varias características de núcleos típicos de baja masa sin estrella en su interior.

El núcleo denso L1517B fue observado en la transición $\text{NH}_3(1,1)$ a 23.694 GHz. Esta transición comprende un total de 18 componentes hiperfinas, pero solo las 9 más brillantes son fácilmente detectables. Esta transición fue seleccionada por ser un buen trazador de gas en las regiones más densas al interior de las nubes moleculares. La información obtenida es complementaria, por un lado se tienen los datos de antena única que proporcionan información sobre la emisión de estructura a gran escala, mientras que las observaciones interferométricas dan gran resolución angular, a expensas de una baja sensibilidad particularmente de la emisión extendida.

Las observaciones de antena única fueron hechas con la antena de 70 m (DSS-63) de la NASA localizada en Robledo de Chavela (España) entre abril de 2005 y marzo de 2006. Las observaciones interferométricas fueron hechas con el *Very Large Array* del *National Radio Astronomy Observatory* (VLA) en la configuración más compacta (D) en noviembre de 2005. El ancho de banda empleado (4 MHz) contiene sólo las dos componentes hiperfinas centrales.

En los mapas obtenidos con el VLA se encuentran dos estructuras diferentes en canales contiguos de velocidad, separados 0.13 km s^{-1} . En el primer canal de cada línea la estructura tiene una apariencia más redonda que en el segundo y tercer

canal, donde da una apariencia más triangular. Este patrón se repite en las dos líneas hiperfinas.

Los datos de ambas observaciones se combinan para contruir un cubo de datos que proporcione el flujo total de la antena de Robledo, pero con la resolución angular del VLA. La combinación se efectua en el dominio de Fourier. La combinación de datos se hace generando pseudovisibilidades de los espectros de la antena única, corrigiendo la calibración relativa entre las visibilidades de la antena y el interferómetro. Las visibilidades resultantes se combinan y se deconvolucionan. Para combinar los datos se aplican pesos a las visibilidades. La asignación de los pesos se hace siguiendo el criterio de ajustar éstos para minimizar los lóbulos laterales negativos en la imagen final limpia, tratando de mantener la máxima resolución angular.

El mapa resultante de la combinación muestra estructuras libres de lóbulos laterales, con la resolución angular similar a la del VLA, y el flujo total de los datos de Robledo. Pequeñas diferencias de estructura siguen existiendo entre canales contiguos de estos datos combinados.

Los mapas obtenidos de nuestras observaciones para L1517B se comparan con el modelo de un núcleo denso resultado de simulación de modelos gravoturbulentos. Para comparar el núcleo simulado con las observaciones de L1517B se produjeron mapas de emisión usando un código Montecarlo tridimensional, mismo que es una extensión del código de Bernes (1978, 1979), al cual se le incorporó información molecular actualizada de la base de datos de Leiden¹.

Los anchos de línea del perfil resultante son transónicos y constantes a través del núcleo y reproducen características de ser estructuras tranquilas y coherentes. Cuando los mapas de emisión simulados son convolucionados a la resolución angular y espectral de las observaciones, el aspecto de los núcleos simulados presenta características similares a las observadas en los mapas de L1517B. En particular, se muestra que mapas de canales contiguos de velocidad presentan estructura sustancialmente diferente, pese a que el núcleo denso es subsónico.

Es importante comentar que, en el caso de estructuras relajadas y en equilibrio, la estructura entre canales de velocidad contiguos, con separación en velocidad del orden de la velocidad del sonido, esperamos que no difiera drásticamente. Los resultados encontrados, es decir, la diferencia morfológica entre un canal de velocidad y el siguiente, nos sugieren que este núcleo denso podría estar siendo formado por dos estructuras diferentes en velocidad. Sin embargo, los datos observados requieren de mayor resolución espectral, especialmente en el caso de Robledo, a fin de poder verificar en detalle este modelo.

Concluimos entonces que perfiles de tipo Bonnor-Ebert, así como dispersiones de

¹<http://www.strw.leidenuniv.nl/moldata/>

velocidad transónicas, no pueden considerarse pruebas definitivas de un núcleo en equilibrio, y sugerimos que estos objetos deberían ser llamados “núcleos transónicos” en lugar de “núcleos tranquilos”.

Capítulo 4

Artículo

Velocity structure in the dense core L1517B

por ser enviado al *Astrophysical Journal*

Guillermo Manjarrez (CRyA), Laurent Loinard (CRyA), Javier Ballesteros-Paredes (CRyA), Luis F. Rodríguez (CRyA), José F. Gómez (IAA), Olga Suárez (Obs. Niza), Diego Mardones (U. de Chile), Enrique Vázquez-Semadeni (CRyA), Ralf S. Klessen (Heidelberg)

We present new ammonia observations of the low-mass dense core L1517B in Taurus, obtained by combining single-dish and interferometric data. Thanks to the high angular and spectral resolutions of these observations, two well-defined velocity components could be identified within the core. Thus, in spite of being considered a prototype quiescent core, L1517B appears to have significant internal structure. Numerical simulations can produce dense objects that –when projected and smoothed to the angular and spectral resolution of the data– display very similar spatial and kinematical properties. We, therefore, argue that the quiescent and coherent *appearance* of some observed low-mass cores do not necessarily imply that such objects are thermally dominated, quasi static configurations. They may instead correspond to transitional stages of dynamical structures.

Keywords: stars: formation — ISM: structure — turbulence — ISM: individual (L1517B) — ISM: clouds

4.1. Introduction

Since all present star formation occurs in dense cores within molecular clouds, a detailed knowledge of the structure and physical conditions of starless cores is crucial to understand the earliest stages of star formation. Low-mass ($M \leq 10 M_{\odot}$) dense cores usually have subsonic velocity dispersions (Myers 1983), that –in many cases– do not depend on the position within the core (e.g., Barranco & Goodman 1998; Goodman et al. 1998; Caselli et al. 2002; Tafalla et al. 2002; Tafalla et al. 2004; Schnee et al. 2007). These characteristics have sometimes been interpreted as unequivocal evidence for thermally dominated, quasi stable configurations (e.g., Lada et al. 2007, and references therein), but such a conclusion rests on a number of additional hypotheses associated with the particular physical models used to derive physical properties from the observations. Arguably the most common assumption is that of spherical symmetry, which is often made when the core properties are derived from background star-light extinction (e.g., Alves et al. 20001; Kandori et al. 2005), or from molecular line profiles (e.g., Caselli et al. 2002; Bergin et al. 2006; Tafalla et al. 2002, 2004; Kandori et al. 2005). Since actual cores are very unlikely to be perfectly spherical, this assumption may affect the conclusions derived from the observations. More generally, the necessarily limited spatial and spectral resolution of actual observations tends to smear out any complex intrinsic spatio-kinematical structure, and to generate images that look smoother (and therefore more quiescent and coherent) than the object under study.

Indeed, it can be shown that simulated cores with a complex intrinsic spatial structure may have the *appearance* of cores in hydrostatic equilibrium, when projected in space and azimuthally averaged (Ballesteros-Paredes et al. 2003; Hartmann 2004; Steinacker et al. 2005). Moreover, such simulated cores may exhibit both subsonic and nearly constant velocity dispersions, and therefore *look* coherent¹ (Klessen et al. 2005), although they are produced by turbulent compression. Their properties are a natural consequence of the size–linewidth relationship, which implies that typical velocity differences across regions smaller than ~ 0.1 pc are subsonic. Note finally, that in turbulent flows, the cores are assembled by random ram-pressure compressions in large-scale flows. As they are compressed, the cores convert kinetic compressive energy into internal energy, so when the compression is maximum, the velocity dispersion is minimum. Thus, the observed properties of quiescent low-mass cores in molecular clouds do not necessarily imply equilibrium, nor a near balance between self-gravity and internal energy.

In order to investigate whether or not the physical properties of actual cores can be reproduced by numerical simulations of supersonic turbulence, we will compare the detailed structure of the dense core L1517B with that of a “numerical” core ob-

¹As defined by Barranco & Goodman (1998)

tained from an isothermal, supersonically turbulent simulation. L1517B was chosen because it is considered prototypical of low-mass, starless molecular cloud cores. Located in the Taurus-Auriga molecular complex at a distance of about 140 pc (Torres et al. 2007 – $1' \equiv 0.04$ pc), it is not associated with any IRAS or Spitzer source (Beichman et al. 1986; Kirk et al. 2007). Its structure will be derived from new single-dish and interferometric ammonia observations. The “numerical” core was taken from the simulations presented by Klessen et al. (2005), and it was chosen because it reproduces several characteristics of typical low-mass starless cores.

4.2. Observations and simulations

4.2.1. Observations

We observed the starless core L1517B ($\alpha_{B1950.0} = 04^{\text{h}}52^{\text{m}}06.0^{\text{s}}$ $\delta_{B1950.0} = 30^{\circ}33'03''$) in the $\text{NH}_3(1,1)$ transition at 23.694 GHz. This transition comprises a total of 18 hyperfine components (e.g. Rydbeck et al. 1977), but only the 9 brightest ones are easily detectable (see Fig. 4.1). That transition was chosen here because it is known to be a good tracer of the gas found in the dense parts of starless cores. Complementary single dish and interferometric data were collected: the single-dish data provides sensitive information on the large-scale emission structures, while the interferometric observations deliver higher angular resolution, but at the expense of a reduced sensitivity, particularly to extended emission.

Single dish

The single-dish observations were carried out with NASA’s 70-m antenna (DSS-63) located in Robledo de Chavela (Spain), between 2005 April and 2006 March. The half-power beamwidth of the telescope at the observing frequency is $\simeq 40''$. The 1.3 cm receiver uses a cooled high-electron-mobility transistor (HEMT), and was connected to a 384-channel spectrometer, covering a bandwidth of 4 MHz ($\simeq 51$ km s $^{-1}$) with about 10 kHz ($\simeq 0.13$ km s $^{-1}$) spectral resolution. This was sufficient to detect and resolve the 9 brightest hyperfine components (Fig. 1). The data were taken in position-switching mode with the OFF position well outside of L1517B. Only the left circular polarization of the incoming signal was recorded. The system temperature was typically $\simeq 75$ K, and the r.m.s. pointing accuracy of the telescope was better than $10''$. The spectra were corrected for atmospheric opacity, and converted to a Jansky beam $^{-1}$ scale using an elevation-dependent aperture efficiency. A total of 30 positions were observed, forming a 6×5 rectangular map centered on L1517B, and sampled every $21''.6$. The CLASS program of the GILDAS package (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>) was used to reduce and analyze the

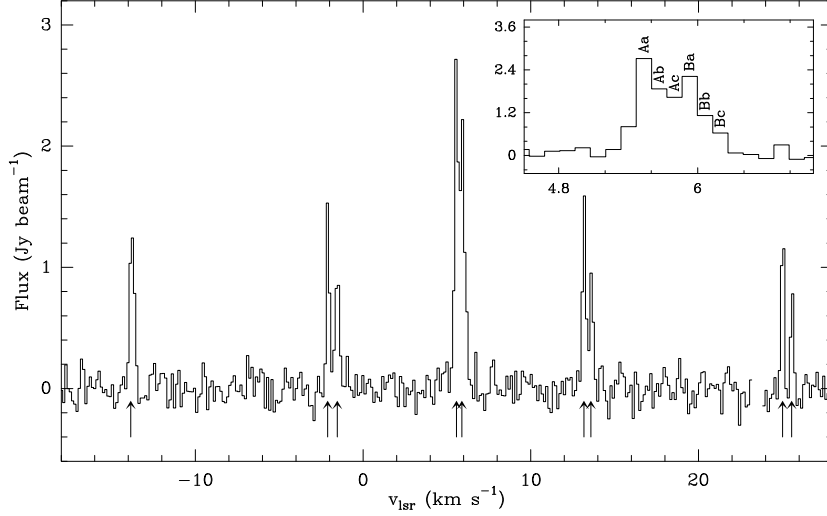


Figure 4.1: Example $\text{NH}_3(1,1)$ spectrum of L1517B from our Robledo observations. The positions, expected theoretically, of the nine main hyperfine components are indicated as arrows at the bottom of the panel. The inset shows a zoom on the central two hyperfine components, which are –in this case– fairly well separated. The six velocity channels with the highest intensity are labels Aa–Ac and Ba–Bc (see text).

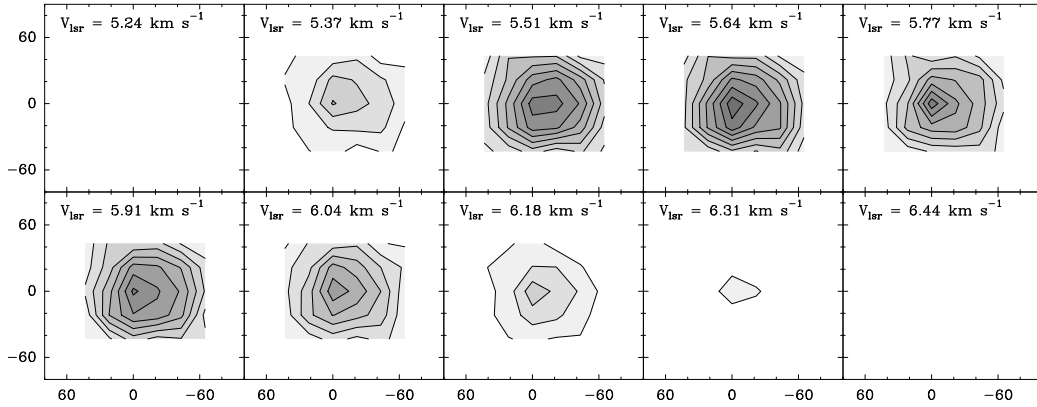


Figure 4.2: Velocity channels maps of L1517B obtained from our single-dish observations. The first contour, and the contour interval are at 0.3 Jy beam^{-1} .

spectra.

Since only the two central (blended) hyperfine components were observed with the interferometer (see below), we will focus on these two components in the rest of the paper. In our single-dish data, emission is detected above 0.3 Jy beam^{-1} in eight spectral channels, corresponding to the LSR velocity range $5.4 - 6.3 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 4.1 and 4.2).

Interferometer

The interferometric observations were obtained with the *Very Large Array* of the *National Radio Astronomy Observatory* in its most compact (D) configuration, in 2005 November. A total bandwidth of 0.781 MHz split into 127 channels of 6.104 kHz each was used. At the observed frequency, this corresponds to a total velocity coverage of about 10 km s^{-1} , and a velocity resolution of 0.074 km s^{-1} . Only the central two hyperfine components could fit into this narrow bandwidth. The first part of the data calibration consisted in producing a pseudo-continuum dataset by averaging the central 75 % of the total observed bandwidth, and calibrating it. The calibration followed standard procedures, and was made using the AIPS software (Greisen 2003). The absolute flux scale was set using an observation of J1331+305 obtained at the beginning of the observing track, while temporal variations of the visibility amplitudes and phases were tracked using observations of J0414+343 obtained every few minutes. During the second part of the calibration process, we applied the calibration curves obtained from the pseudo-continuum dataset to the full spectral data, and determined the frequency dependence of the visibility corrections using an observation of the strong quasar J0319+415. For compatibility, the VLA data were eventually smoothed to the frequency resolution of the single-dish observations.

Once calibrated, the visibilities were imaged with a pixel size of $0''.5$, and deconvolved with the CLEAN algorithm. The synthesized beam is $3''.41 \times 3''.26$; p.a. = $+54^\circ$. In this dataset, emission is clearly detected in the central six channels (Fig. 4.3). The total flux restored in the interferometric data represents only a small fraction of that found in the single-dish observations. This points to the existence of a significant amount of extended emission detected by the single-dish telescope, but filtered out in the interferometer data. The existence of this extended emission manifests itself in the interferometer maps by the deep negative torus seen surrounding the positive emission associated with L1517B (Fig. 4.3).

Data combination

In order to construct a data cube that retrieves the total flux of the single-dish data, but provides the high angular resolution of the interferometer, our Robledo and VLA observations had to be combined. In recent years, several methods for combining interferometer and single-dish data have been proposed. Some schemes work in the Fourier domain (Bajaja & van Albada 1979; Vogel et al. 1984; Gueth & Guilloteau 2000) while others perform the combination in the image domain (Ye et al. 1991; Schwarz & Wakker 1991; Stanimirovic et al. 1999; Williams et al. 2006). Here, we performed the combination in the (u, v) plane using the GILDAS software. The first step was to extract pseudo-visibilities from the single-dish observations.

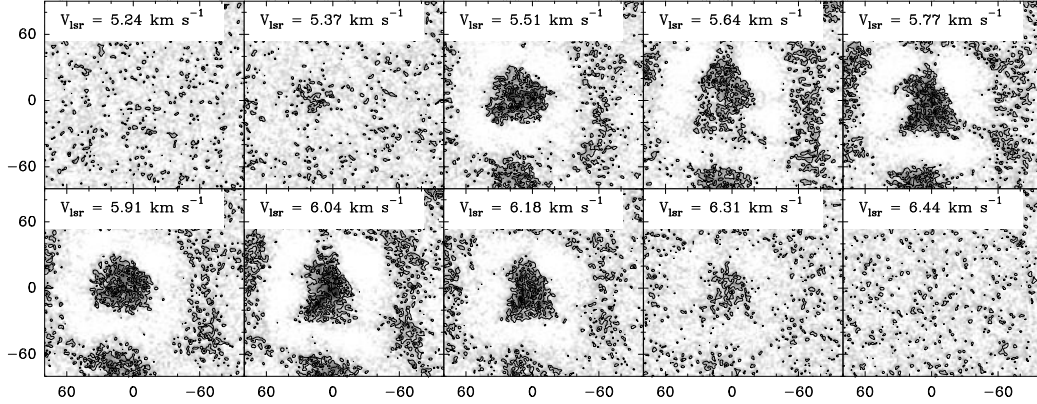


Figura 4.3: Velocity channels maps of L1517B obtained from our VLA observations. The first contour, and the contour interval are at 3 mJy beam^{-1} .

For that purpose, a map larger than the actual observed region, and smoothly extrapolated to zero, was constructed from the single-dish observations. This step is necessary to avoid spurious Fourier components that would affect the final image. The pseudo-visibilitys deduced from the single-dish data were truncated at about $2.7 \text{ k}\lambda$ ($= 35 \text{ m} / 1.3 \text{ cm}$) to eliminate the poorer visibilitys corresponding to the highest spatial frequencies. Note that the VLA provides visibilitys starting at $2 \text{ k}\lambda$, so there is a significant overlap in spite of the truncation.

We checked the relative calibration between the Robledo and VLA observations by comparing the visibility amplitudes in the (u, v) range common to both datasets. The VLA amplitudes were found to be systematically about 8% smaller than the Robledo amplitudes. This factor is well within the absolute uncertainties of our data. Since we consider the VLA absolute flux calibration more reliable, we lowered the Robledo amplitudes by 8%. The single-dish and interferometer visibilitys were then combined, and jointly deconvolved. An important free parameter in this process is the relative weighting of the data. Here, we followed the recommendation of Gueth & Guilloteau (2000): the weights were adjusted to minimize the negative sidelobes in the final dirty image, while keeping the highest possible angular resolution. The final combined (u, v) data were imaged with a pixel size of $0''.5$, and cleaned. The synthesized beam obtained was $3''.45 \times 3''.23$; p.a. = $+83^\circ$, but the map was slightly smoothed (to $5''$ resolution) to improve the signal to noise ratio (Fig. 4.4).

4.2.2. Numerical Simulations

As it has been mentioned in previous works (e.g. Klessen et al. 2005), an important prerequisite for adequately describing the density and velocity structure of cores in numerical models of gravoturbulent molecular cloud evolution is the ability to resolve high density contrasts at arbitrary locations within the cloud. Smoothed

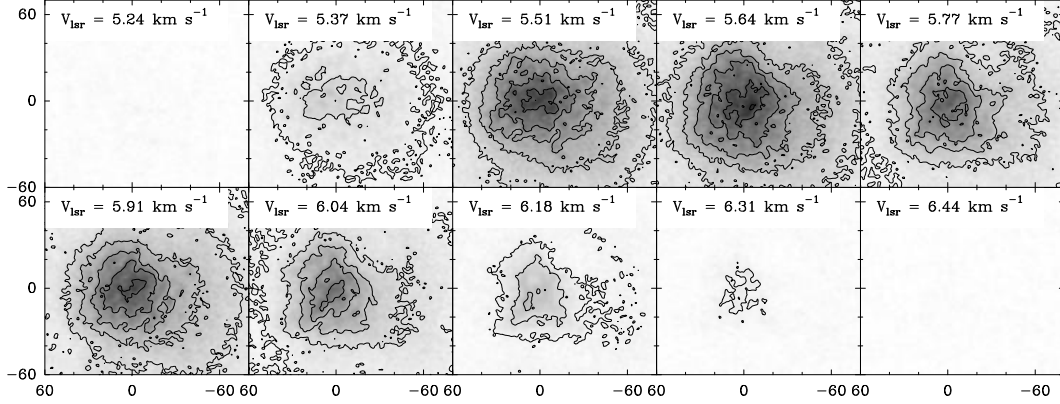


Figure 4.4: Velocity channels maps of L1517B obtained from the combination of Robledo and VLA observations. The first contour, and the contour interval are at 10 mJy beam^{-1} .

particle hydrodynamics (SPH; see Benz 1990, Monaghan 1992, 2006), is probably the best method currently available for this purpose, even though it may have some caveats as a numerical scheme. The properties of our numerical scheme and resolution issues in the context of gravoturbulent fragmentation have been extensively discussed in Klessen et al. (2000) and Klessen (2001). To further our understanding of the physical nature of prestellar cores, we will perform, here, a detailed comparison between L1517B and a core from the gravoturbulent models. For this purpose, we choose the seemingly quiescent and coherent core presented in Fig. 1.a of Klessen et al. (2005). The reason for choosing this specific core is because its properties resemble those of L1517B: its mass is $1.63 M_{\odot}$, while L1517B has a mass of $1.23 M_{\odot}$ according to the density profile obtained from the 1.2 mm emission by Tafalla et al. (2004). Also, it exhibits a nearly transonic, coherent velocity dispersion, and its linear extent is of the order of 0.08 pc Klessen et al. (2005), comparable to that of L1517B.

4.3. Results

4.3.1. Observations

The bandwidth of the single dish observations was sufficient to observe all 18 hyperfine components of the $\text{NH}_3(1,1)$ transition. This allowed us to measure very precisely the systemic LSR velocity of the core (5.7 km s^{-1}), as well as the linewidth—constant at 0.22 km s^{-1} across the core. This is slightly larger than the value reported by Tafalla et al. (2004), who had a better spectral resolution, and obtained 0.2 km s^{-1} . The line opacity of the strongest hyperfine component could also be

measured across the core, and was found to be significant everywhere, with $\tau \approx 3.8$ at the center of the cloud. The spatial structure of the emission can be seen from the channel maps of the two central (blended) hyperfine components shown in Fig. 4.2. As we mentioned earlier, emission is detected in eight consecutive velocity channels from $V_{lsr} \simeq 5.4 \text{ km s}^{-1}$ to $V_{lsr} \simeq 6.3 \text{ km s}^{-1}$. The emission is slightly elongated in the east-west direction, and is brightest in the channels at $V_{lsr} = 5.51$ and 5.64 km s^{-1} .

In the VLA map (Fig. 4.3), emission is well-detected only in the central 6 channels at $V_{lsr} \simeq 5.5 \text{ km s}^{-1}$ to $V_{lsr} \simeq 6.2 \text{ km s}^{-1}$. The emission is fairly patchy, but with a very noticeable velocity structure, defining a roundish structure in the first channel where it is detected (at $V_{lsr} \simeq 5.5 \text{ km s}^{-1}$), but becoming roughly triangular in the following two channels at ($V_{lsr} \simeq 5.6 - 5.8 \text{ km s}^{-1}$). There is also an evident position shift of the peak emission between these channels. This sequence repeats itself in the following three channels, with roundish emission again at $V_{lsr} \simeq 5.9 \text{ km s}^{-1}$, and triangular emission again at $V_{lsr} \simeq 6.0 - 6.2 \text{ km s}^{-1}$. The reason for this repetition is that the central profile actually corresponds to blended emission from the central two hyperfine components (Fig. 4.1). This can be seen in more detail considering the inset of Fig. 4.1: the channels marked Aa, Ab and Ac correspond to the first hyperfine component, while channels Ba, Bb, and Bc correspond to the second hyperfine component. The structure seen in the first three channels in Fig. 4.3 thus correspond to channels Aa–Ac and to the first hyperfine component, while the following three channels correspond to Ba–Bc and to the second hyperfine component. Since the two hyperfine components are sensitive to similar physical conditions, one would expect that the structure seen in both of them would be similar –as observed. The transition from a roundish (in channels Aa or Ba) to a triangular (in channels Ab–Ac or Bb–Bc) morphology shows that the structure of the blueshifted gas is different from that of the redshifted gas. The velocity separation between those two spatio-kinematical structures is only about $0.1\text{--}0.2 \text{ km s}^{-1}$, while their spatial separation is only $10\text{--}20''$ (Fig. 4.3). As a consequence, only data with high angular and spectral resolutions could separate them.

In the combined Robledo–VLA data (Fig. 4.4), the entire emission is retrieved (note in particular how the deep negative sidelobes have disappeared), and the angular resolution is similar to that of the VLA data alone. Similar morphological changes are seen from channel to channel, with the channels at $V_{lsr} \simeq 5.5$ and 5.9 km s^{-1} showing emission that is mostly elongated in the east-west direction, whereas in the channels at $V_{lsr} \simeq 5.6$ to 5.8 km s^{-1} and 6.0 to 6.2 km s^{-1} , the emission is elongated in the north-south direction.

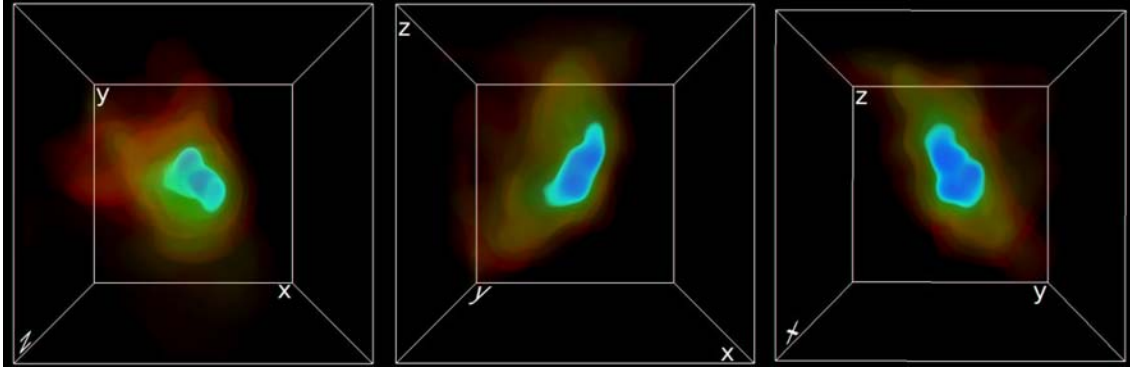


Figure 4.5: Three projections of the density field of our selected quiescent and coherent low-mass core. From left to right, the view is through the direction $-z$, y , and $-x$.

4.3.2. Simulations

We now turn to the results of the simulations. We show in Fig. 4.5 the isometric, three-dimensional projections of the density field of this core. These projections correspond to those shown in Fig. 1 of Klessen et al. (2005). The linear size of the box is 0.15 pc, comparable to the linear size of the maps shown in Fig. 4.2–4.4 ($\simeq 3' \equiv 0.12$ pc). The core itself has a linear size of ~ 0.07 – 0.08 pc. To compare this simulated core with the L1517B observations, we have produced emission maps using a three-dimensional Monte Carlo code. This code is an extension of the original program from Bernes (1979), and incorporates the molecular data from the Leiden database. Further details of the radiative transfer code will be presented in Mardones & Ballesteros-Paredes (2008). The resulting profile linewidths are transonic (i.e. smaller than, but of the order of the local sound speed), and constant across the core, reproducing the characteristics of a *quiescent* and *coherent* structure. Indeed, when the simulated emission maps are convolved to the angular and spectral resolution of the observations (Fig. 4.6), the overall aspect of the simulated core is very similar to that seen in the observations of L1517B (see also Fig. 1 in Klessen et al. 2005). Note, in particular, how the structure changes from channel to channel.

4.4. Discussion

At first glance, quiescent cores can be approximated as spheres in equilibrium. Indeed, such an approximation has some advantages: it is much simpler to deal with spherical structures, and frequently it is possible to approximate their radial structure by analytical expressions. Moreover, the fact that many quiescent cores, have (i) azimuthally averaged column density similar to Bonnor-Ebert (BE, Ebert

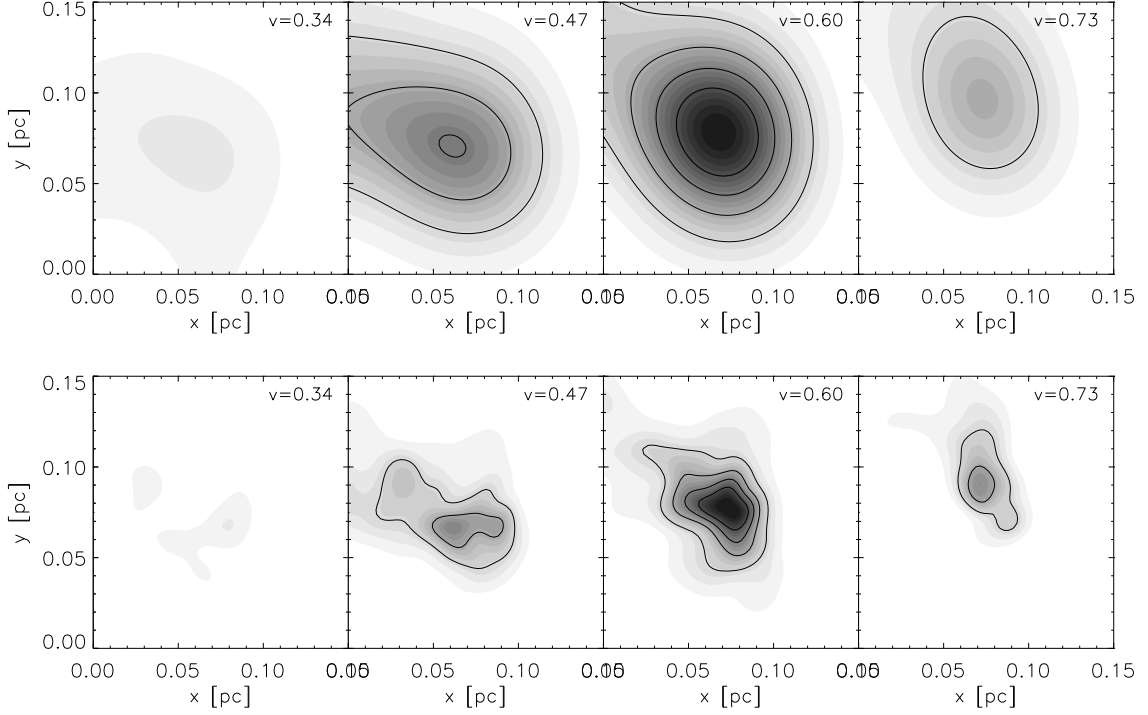


Figura 4.6: Velocity channels for the first projection ($-z$) shown in Fig. 4.5 at $40''$ resolution (top) and $5''$ resolution (bottom). Note that even at nearly transonic velocities, changes in the structure of the core can be appreciated.

1955; Bonnor 1956) profiles, and (ii) transonic velocity dispersions strongly suggests that those cores may be in equilibrium. The BE spheres are isothermal structures in which the gradient of the thermal pressure is balanced in detail by the gravitational field and a tenuous confining medium. The transonic non-thermal velocity dispersion, on the other hand, has been interpreted in terms of quiescence, with little or no acceleration. There are several pieces of evidence, however, that suggest that this view may not be completely correct.

- The turbulent velocity dispersion, even though it is frequently subsonic in these kind of objects, still is of the order of the sound speed. Turbulent motions (sub- or supersonic) carry mass and are not confined to small scales only since turbulence is a multiscale phenomenon (e.g., Lesieur 1997). Thus, although it is small compared to the level of turbulence at larger scales, microscopic turbulence can contribute substantially to produce pressure imbalances within the core, on timescales of the order of the sound crossing time ($\tau \sim l/\Delta v_{\text{NT}} \sim l/c_s$). In order to achieve quasi-static evolution, however, this dynamical timescale should be much smaller than the sound crossing time, otherwise, strong pressure imbalances will rise.

- Although they tend to be roundish (see Fig. 4.2), dense cores have substantial levels of asymmetry, that becomes more evident when one studies them at large enough angular resolution (Fig. 4.3 and 4.4). Such asymmetries in the density field will produce asymmetries in the pressure of an isothermal gas. As a consequence, non-radial gradients of thermal pressure must occur, and generate forces that will be hard to compensate in detail by the gravitational force, as would be needed in quasi-static equilibrium. It appears more likely that the asymmetries present in low-mass cores are precisely the observational signatures of their dynamically –out of equilibrium– evolution.
- As has been mentioned before (Ballesteros-Paredes et al. 2007 and references therein), the picture of isothermal cores in hydrostatic equilibrium seems to be in conflict with the fact that molecular clouds are supersonically turbulent (velocity dispersion $\Delta v \simeq 2 \text{ km s}^{-1}$, against a sound speed $c_s \simeq 0.2 \text{ km s}^{-1}$). It is not clear that quasi-static entities can survive in such a compressible flow (e.g., Ballesteros-Paredes et al. 2007, and references therein).
- Finally cores with a complex intrinsic spatial and kinematical structure may look quiescent and coherent because of the combination of limited angular and spectral resolution of the data, and because of the additional smoothing that may be involved in the data processing, such as azimuthal averaging (see also Ballesteros-Paredes et al. 2003, Klessen et al. 2005, Ballesteros-Paredes et al. 2007).

We end this section by briefly commenting on two criticisms that have been made to the turbulent models for dense cores.

- The first was put forth by Tafalla et al. (2004) who argues that cores in the Taurus Molecular Cloud appear to be more quiescent than *representative predictions of supersonic turbulent models*. This conclusion by Tafalla et al. (2004) is based on the fact that the velocity cuts shown in Fig. 9 of Ballesteros-Paredes et al. (2003) exhibit large gradients. It can be seen in that figure, however, that most of the velocity changes occur in the low-density gas, located outside of the formal boundaries of the cores. The contribution of this low-density gas to the line profiles of the high-density molecular tracers traditionally used to study dense cores will be negligible. Note that this is, indeed, the case of the simulated core presented here: while the velocity field is transonic inside the core, the velocity dispersion increases significantly in the surrounding low-density gas (see Fig. 1 of Klessen et al. 2005).
- Lada et al. (2007), on the other hand, argue that the findings of either Kandori et al. (2005) (and Tafalla et al. 2004) *rule out* the conclusions given in Ballesteros-Paredes et al. (2003). Kandori et al. (2005) studied several cores,

and found that many of them have transonic velocity dispersions, and can be fitted with BE-like profiles. They interpret their results as evidence for quasi-static evolution. As we mentioned earlier, however, numerical cores obtained from turbulent simulations can present these characteristics, although they are clearly not in equilibrium. As a consequence, the results of Kandori et al. (2005) cannot be taken as proofs that the cores are not dynamically evolving.

In summary, we argue that the existing body of information does not support unambiguously the idea that low-mass dense cores are in quasi-static equilibrium because (i) the evidence traditionally used to classify them as quiescent and coherent may be at least partly a consequence of the limited angular and spectral resolution of the observational material, and of the post-processing applied to the data; and (ii) numerical cores obtained from turbulence simulation present characteristics that are similar to those cores classified as quiescent, although they are clearly not in equilibrium. To decide whether actual cores are truly in equilibrium or transitional stages of a dynamical structure, data with high angular and spectral resolution – such as those presented here – must be obtained. The present observations of L1517B reveal the existence of a complex spatio-kinematical structure, and appear to favor a dynamical state.

4.5. Conclusions

In the present work we have carried out both single dish and interferometric $\text{NH}_3(1,1)$ observations of the dense core L1517B, considered a prototype low-mass, quiescent, dense core. Our observations confirm a number of results reported by Tafalla et al. (2004), in particular the constant transonic velocity dispersion across the core. At high angular and spectral resolution, however, L1517B appears to show significant asymmetrical structure, that appears to be similar to that observed in a numerical core obtained from a turbulent simulation with high Mach number. We argue that asymmetrical maps (and indeed transonic velocity dispersions) might constitute an observational proof that low-mass dense cores are dynamically-evolving structures. This is because asymmetries in the density profile of an isothermal core necessarily produce asymmetries in the force due to pressure gradients. This, in turn, is difficult to compensate through self-gravity. As a consequence, quasi-static equilibrium must be difficult to reach for such cores. If dense cores evolved quasi-statically (i.e., in timescales much smaller than the sound crossing time), they should not be asymmetric. We argue further that BE-like profiles, as well as transonic velocity dispersions cannot be considered proofs that cores are in equilibrium, and we propose to call the objects showing these properties “transonic cores”, rather than “quiescent cores”. Quiescent may indeed be misleading if they are evolving dynamically.

Acknowledgements: This paper is partly based on observations taken during “host-country” allocated time at Robledo de Chavela. This time is managed by the Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Fundamental of the Spanish Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, under agreement with NASA/INSA. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. G.M. acknowledges scholarship from DGAPA-UNAM projects IN101203 and IN111007. L.L., J.B.-P., L.F.R., and E.V.-S. acknowledge support from DGAPA-UNAM, and CO- NACyT, Mexico. JFG and OS acknowledge support from Consejería de Innovación, Ciencia y Empresa of Junta de Andalucía (FQM-1747, TIC-126). JFG is also partially supported by MEC (Spain) grant AYA 2005-08523-C03-03 (co-funded with FEDER funds). This work made extensive use of the NASA-ADS astrophysical database and of the GILDAS software.

References

1. Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
2. Bajaja, E., & van Albada, G. D. 1979, *A& A*, 75, 251
3. Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Vazquez-Semadeni, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 63
4. Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, *ApJ*, 592, 188
5. Mardones, D., Ballesteros-Paredes, J. 2008. In preparation.
6. Barranco, J. A., & Goodman, A. A. 1998, *ApJ*, 504, 207
7. Bergin, E. A., Maret, S., van der Tak, F. F. S., Alves, J., Carmody, S. M., & Lada, C. J. 2006, *ApJ*, 645, 369
8. Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., Harris, S., Mathieu, R., Benson, P. J., & Jennings, R. E. 1986, *ApJ*, 307, 337
9. Benz, W. 1990, *Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations Problems and Prospects*, 269
10. Bernes, C. 1979, *A& A*, 73, 67
11. Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
12. Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238

13. Ebert, R. 1955, *Zeitschrift für Astrophysik*, 36, 222
14. Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
15. Greisen, E.W. 2003, in *Information Handling in Astronomy – Historical Vistas*, ed. A. Heck (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), 109
16. Gueth, F., & Guilloteau, S. 2000, *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, 217, 291
17. Hartmann, L. 2004, *Star Formation at High Angular Resolution*, 221, 201
18. Kandori, R., et al. 2005, *AJ*, 130, 2166
19. Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2007, *MNRAS*, 375, 843
20. Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 556, 837
21. Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Durán-Rojas, C. 2005, *ApJ*, 620, 786
22. Klessen, R. S., Heitsch, F., & Mac Low, M.-M., 2000, *ApJ*, 535, 887
23. Lada, C. J., Alves, J. F., & Lombardi, M. 2007, *Protostars and Planets V*, 3
24. Lesieur, M. (1997) *Turbulence in Fluids*. 3rd edition. Kluwer, Dordrecht.
25. Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 543
26. Monaghan, J. J. 2006, *MNRAS*, 365, 199
27. Myers, P. C. 1983, *ApJ*, 270, 105
28. Rydbeck, O. E. H., Sume, A., Hjalmarsen, A., Ellder, J., Ronnang, B. O., & Kollberg, E. 1977, *ApJL*, 215, L35
29. Schnee, S., Caselli, P., Goodman, A., Arce, H. G., Ballesteros-Paredes, J., & Kuchibhotla, K. 2007, *ArXiv e-prints*, 706, arXiv:0706.4115
30. Schwarz, U. J., & Wakker, B. P. 1991, *IAU Colloq. 131: Radio Interferometry. Theory, Techniques, and Applications*, 19, 188
31. Stanimirovic, S., Staveley-Smith, L., Dickey, J.M., Sault, R.J. & Snowden, L. 1999, *MNRAS*, 302, 417
32. Steinacker, J., Bacmann, A., Henning, T., Klessen, R., & Stickel, M. 2005, *A&A*, 434, 167

33. Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., & Walmsley, C. M. 2004, *A& A*, 416, 191
34. Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
35. Torres, R.M., Loinard L., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F., 2007, *ApJ*, 671, 1813
36. Vogel, S.Ñ., Wright, M. C. H., Plambeck, R. L., & Welch, W. J. 1984, *ApJ*, 283, 655
37. Ye, T., Turtle, A. J., & Kennicutt, R. C., Jr. 1991, *MNRAS*, 249, 722
38. Williams, J.P., Lee, C. W., Myers P.C., 2006, *ApJ*, 636, 952

Capítulo 5

Conclusiones y Perspectivas

En el presente trabajo hemos estudiado un núcleo denso de baja masa. Hemos analizado dos teorías que explican el origen y condiciones físicas de los núcleos densos, y, apoyándonos en observaciones, analizamos cuál de ellos predice las condiciones físicas de esos núcleos. Para esto, revisamos primero las características físicas de las nubes moleculares, desde las gigantes, nubes, grumos y núcleos densos, considerando que los núcleos densos, al localizarse al interior de las nubes, evolucionan bajo la influencia del medio que les rodea y les da origen: las nubes moleculares.

En el aspecto teórico, revisamos los dos escenarios de formación estelar existentes en la actualidad: el escenario estándar, y el escenario turbulento. El primero de ellos considera que las estrellas de baja masa se forman en núcleos densos tranquilos, en donde el soporte contra la energía gravitacional está dado por la suma de las energías magnética, cinética y térmica en una evolución lenta y cuasi-estática, gobernada por el proceso de difusión ambipolar. En contraste, el modelo turbulento considera que los núcleos densos se forman como resultado de compresiones de flujos turbulentos al interior de las nubes moleculares, y propone que los núcleos densos no son tranquilos, sino que se encuentran en una etapa dinámica transitoria.

Para investigar cuál de los dos escenarios puede reproducir las propiedades físicas de los núcleos densos, se realizaron observaciones de un núcleo de baja masa en longitud de onda de radio con alta resolución angular y espectral. El núcleo seleccionado fue L1517B, considerado prototipo de núcleo denso tranquilo que no contiene estrella en su interior. L1517B se localiza en la nube molecular de Tauro, y fue observado en la transición (1,1) de amoníaco (a 1.3 cm) que nos permite trazar la región más densa al interior de la nube.

Las observaciones se hicieron empleando dos técnicas complementarias en la radioastronomía: mediante antena de un solo plato (o antena única) e interferómetro. La antena de un solo plato nos muestra la emisión de la estructura a gran escala de la fuente observada, mientras que las observaciones interferométricas nos dan

alta resolución angular a expensas de baja sensibilidad a la emisión extendida de la fuente. Las observaciones se llevaron a cabo con el interferómetro *Very Large Array* y con la antena de 70 m de Robledo de Chavela, España.

De estas observaciones, encontramos que este núcleo denso tiene velocidad sistémica LSR de 5.7 km s^{-1} , así como ancho de línea constante y transónico de 0.22 km s^{-1} en todo el núcleo. Además, encontramos un gradiente de velocidad al interior de L1517B. Por otro lado, en las observaciones del VLA encontramos dos estructuras bien definidas al interior de L1517B, una de aspecto redondo y otra de aspecto más irregular, similar a un triángulo.

Sin embargo, la emisión detectada por el interferómetro se ve limitada a una región pequeña, que para nuestras observaciones es menor a un minuto de arco. Es por esto que complementamos los datos obtenidos con el VLA, con las observaciones de antena única de Robledo. Para lograr esto, uniformizamos los dos conjuntos de datos de nuestras observaciones. Una vez uniformizados, los datos se combinan en el plano (u, v) . Corregimos los datos por diferencias de calibración y asignamos pesos a las visibilidades hasta obtener un mapa con alta resolución angular y libre de lóbulos laterales.

En los mapas de canales de velocidad resultantes podemos apreciar que siguen existiendo pequeñas diferencias morfológicas entre canales de velocidad contiguos. Tales diferencias morfológicas no se esperan de un escenario como el escenario estándar, en especial la asimetría detectada en los estructuras de canales de velocidad adyacentes.

Esta estructura en velocidad del núcleo L1517B fue comparada con un núcleo denso seleccionado de las simulaciones de Klessen et al. (2005), las cuales pretenden reproducir las principales características físicas de las nubes moleculares. El núcleo seleccionado fue sometido a un código Montecarlo de transporte radiativo, a fin de reproducir perfiles de línea, y comparar con los datos observacionales. Así, se reprodujeron mapas de alta y de baja resolución espacial, con la idea de reproducir las características de las observaciones interferométricas y de antena única de las observaciones.

Como resultado, encontramos que los mapas sintéticos muestran características similares a las de los mapas observados: el núcleo denso de las simulaciones presenta también estructuras bien definidas en canales contiguos de velocidad.

Consideramos que los mapas asimétricos constituyen una prueba de plausibilidad observacional de que los núcleos densos de baja masa pueden ser estructuras que evolucionan dinámicamente, más que entidades en equilibrio cuasiestático. Concluimos entonces que nuestras observaciones concuerdan con las predicciones de estructura en velocidad obtenidas en el escenario turbulento de formación estelar.

De este trabajo se derivó el artículo *Velocity structure of the dense core L1517B*,

mismo que forma parte de esta tesis. Adicionalmente, junto con nuestras observaciones de L1517B, también se observó el núcleo L1512 localizado en la nube molecular de Tauro. Las observaciones se hicieron también con el VLA con las mismas características de las de L1517B. Al reducir y analizar los datos de L1512, se encontró estructura entre canales contiguos, de manera análoga a L1517B. También se observa asimetría en las mapas de canales de velocidad de esa fuente, sin embargo no se contó con los datos de Robledo para esta fuente, por lo que no fue posible la combinación de sus datos. Las observaciones de L1512 se publicarán en forma separada en fecha próxima.

Nuestras observaciones de los dos núcleos densos con el VLA en los que encontramos estructura en velocidad en cada uno de ellos, nos motiva a observar más núcleos densos, usando alta resolución espectral y espacial, a fin de encontrar estructura. Así, para continuar nuestro estudio, proponemos observar más núcleos densos de baja masa en la nube molecular de Tauro, y analizar su estructura en velocidad y, siempre que sea posible, complementar las observaciones interferométricas con datos de antena de un solo plato, a fin de mejorar la comprensión de la situación física de cada núcleo. Para aprovechar al máximo la alta resolución angular y espectral de las observaciones del VLA, proponemos complementar las observaciones interferométricas con las de la antena de Green Bank. Sin embargo, aunque se propone observar con trazadores de alta densidad como NH_3 , también podríamos observar con otros trazadores como CCS y CO, para conocer la estructura y distribución del gas alrededor de la región más densa de los núcleos. Sabemos que la abundancia de la molécula de CCS se incrementa ligeramente fuera de las región central de los núcleos y grumos (Suzuki et al. 1992) la cual es trazada por la molécula de NH_3 . Esta distribución relativa entre el NH_3 y CCS es explicada en términos de evolución dinámica y química de los núcleos protoestelares. Así, contar con observaciones de la emisión de esas moléculas nos permitirá conocer el papel de la evolución química en los núcleos, que puede complementar los resultados de la evolución dinámica obtenidos mediante los modelos de formación estelar.

Al tener más núcleos observados podríamos analizar las condiciones físicas de cada uno de ellos, y evaluar cómo el medio que les rodea afecta su evolución dinámica. Por ejemplo, no se espera la misma evolución para un núcleo denso localizado cerca de una estrella joven, que para un núcleo denso inmerso en gas y polvo sin calentamiento externo.

Bibliografía

- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Motte, F. 1996, *A& A*, 314, 625
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L., & Vázquez-Semadeni, E. 1999, *ApJ*, 527, 285
- Ballesteros-Paredes, J., & Hartmann, L. 2007, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 43, 123
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, *ApJ*, 592, 188
- Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., Harris, S., Mathieu, R., Benson, P. J., & Jennings, R. E. 1986, *ApJ*, 307, 337
- Benson, P. J., Caselli, P., & Myers, P. C. 1998, *ApJ*, 506, 743
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1989, *ApJS*, 71, 89
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1983, *ApJ*, 270, 589
- Bergin, E. A., Hartmann, L. W., Raymond, J. C., & Ballesteros-Paredes, J. 2004, *ApJ*, 612, 921
- Bernes, C. 1979, *A& A*, 73, 67
- Bernes, C. 1978, *Stockholms Observatoriums Reports*, 15,
- Blitz, L., & Shu, F. H. 1980, *ApJ*, 238, 148
- Bok, B. J., & Reilly, E. F. 1947, *ApJ*, 105, 255
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Braun, R. & Waltherbos, R.A.M. 1985, *A&A*, 143, 307
- Burkert, A., & Hartmann, L. 2004, *ApJ*, 616, 288

- Cheung, A. C., Rank, D. M., Townes, C. H., Thornton, D. D., & Welch, W. J. 1968, *Physical Review Letters*, 21, 1701
- Clemens, D. P., & Barvainis, R. 1988, *ApJS*, 68, 257
- Codella, C., Welser, R., Henkel, C., Benson, P. J., & Myers, P. C. 1997, *A&A*, 324, 203
- Daniel, F., Cernicharo, J., Roueff, E., Gerin, M., & Dubernet, M. L. 2007, *ApJ*, 667, 980
- di Francesco, J., Evans, N. J., II, Caselli, P., Myers, P. C., Shirley, Y., Aikawa, Y., & Tafalla, M. 2007, *Protostars and Planets V*, 17
- Ebert, R. 1955, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 36, 222
- Evans, N. J., II, Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., & Mundy, L. G. 2001, *ApJ*, 557, 193
- Fukui, Y., Iwata, T., Mizuno, A., Ogawa, H., & Takaba, H. 1989, *Nature*, 342, 161
- Goldreich, P., & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 189, 441
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Gueth, F., & Guilloteau, S. 2000, *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, *ASP Conference Series*, 217, 291
- Hartmann, L. 2004, *Star Formation at High Angular Resolution*, 221, 201
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, *ApJ*, 562, 852
- Hartmann, L., & Burkert, A. 2007, *ApJ*, 654, 988
- Herbig, G. H. 1978, in *Problems of Physics and Evolution of the Universe*, ed. L.V. Mirzoyan. (Yerevan; Publ. House of Armenian Academy of Sciences), p. 171
- Herbst, E., & Klemperer, W. 1973, *ApJ*, 185, 505
- Ho, P. T. P., & Townes, C. H. 1983, *ARA&A*, 21, 239
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., Strom, K. M., & Strom, S. E. 1990, *AJ*, 99, 869
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2007, *MNRAS*, 375, 843

- Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Durán-Rojas, C. 2005, *ApJ*, 620, 786
- Lada, C. J., & Black, J. H. 1976, *ApJL*, 203, L75
- Leisawitz, D., Bash, F.Ñ., & Thaddeus, P. 1989, *ApJS*, 70, 731
- Liszt, H. S., Wilson, R. W., Penzias, A. A., Jefferts, K. B., Wannier, P. G., & Solomon, P. M. 1974, *ApJ*, 190, 557
- Lizano, S., & Shu, F. H. 1989, *ApJ*, 342, 834
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Mac Low, M.-M., & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- McKee, C. F., Zweibel, E. G., Goodman, A. A., & Heiles, C. 1993, *Protostars and Planets III*, 327
- Myers, P. C., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 266, 309
- Myers, P. C., Dame, T. M., Thaddeus, P., Cohen, R. S., Silverberg, R. F., Dwek, E., & Hauser, M. G. 1986, *ApJ*, 301, 398
- Myers, P. C., Linke, R. A., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 264, 517
- Reipurth, B. 1983, *A&A*, 117, 183
- Rydbeck, O. E. H., Sume, A., Hjalmarsen, A., Ellder, J., Ronnang, B. O., & Kollberg, E. 1977, *ApJL*, 215, L35
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Stanimirovic, S., Staveley-Smith, L., Dickey, J. M., Sault, R. J., & Snowden, S. L. 1999, *MNRAS*, 302, 417
- Steinacker, J., Lang, B., Burkert, A., Bacmann, A., & Henning, T. 2004, *ApJL*, 615, L157
- Spitzer, L. 1978, New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.,
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *AJ*, 97, 1451
- Suzuki, H., Yamamoto, S., Ohishi, M., Kaifu, N., Ishikawa, S.-I., Hirahara, Y., & Takano, S. 1992, *ApJ*, 392, 551
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815

- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., & Walmsley, C. M. 2004, *A&A*, 416, 191
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Crapsi, A. 2006, *A&A*, 455, 577
- Tassis, K., & Mouschovias, T. C. 2004, *ApJ*, 616, 283
- Torres, R. M., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F. 2007, *ApJ*, 671, 1813
- Ungerechts, H., & Thaddeus, P. 1987, *ApJS*, 63, 645
- Vázquez-Semadeni, E., Gazol, A., & Scalo, J. 2000, *ApJ*, 540, 271
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., Ballesteros-Paredes, J., González, R. F., & Klessen, R. S. 2007, *ApJ*, 657, 870
- Vazquez-Semadeni, E., Gonzalez, R. F., Ballesteros-Paredes, J., Gazol, A., & Kim, J. 2008, *ArXiv e-prints*, 804, arXiv:0804.0040
- Vogel, S.Ñ., Wright, M. C. H., Plambeck, R. L., & Welch, W. J. 1984, *ApJ*, 283, 655
- Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & Andre, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Weintraub, D. A. 1990, *ApJS*, 74, 575
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., & Fiegle, K. 1993, *A&AS*, 98, 589
- Yun, J. L., & Clemens, D. P. 1990, *ApJL*, 365, L73
- Zuckerman, B., & Evans, N. J., II 1974, *ApJL*, 192, L149