



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
DOCTORADO EN ASTROFÍSICA

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO ACADÉMICO DE:

**Doctor en Astrofísica**

SOBRE EL ORIGEN DEL CINTURÓN DE GOULD

PRESENTA:

**Juana Leticia Rivera Ramírez**

DIRECTOR DEL TRABAJO:

Dr. Laurent Loinard

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMIA Y ASTROFÍSICA

Ciudad de México, Mayo de 2017



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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



# Contenido

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
§1.1. El cinturón de Gould . . . . .	1
§1.1.1. Historia . . . . .	3
§1.1.2. Las estrellas del cinturón de Gould . . . . .	5
§1.1.3. Gas y medio interestelar . . . . .	7
§1.2. Hipótesis sobre el origen del cinturón de Gould . . . . .	9
§1.2.1. El evento explosivo . . . . .	11
§1.2.2. El impacto de una nube de alta velocidad sobre el plano Galáctico . . . . .	19
§1.2.3. Conclusión . . . . .	24
<b>2. El campo de velocidad local</b>	<b>27</b>
§2.1. Aproximación lineal al campo de velocidad local . . . . .	27
§2.1.1. Formulación general . . . . .	27
§2.1.2. Caso de la rotación diferencial pura . . . . .	31
§2.2. Evidencias de movimientos peculiares . . . . .	34
§2.3. El modelo de Blaauw . . . . .	34
§2.3.1. Estudios empíricos de la cinemática estelar en la vecindad solar. . . . .	41
§2.4. Conclusiones . . . . .	45
<b>3. Movimientos propios internos y relativos de Tauro y Ofiuco.</b>	<b>47</b>
<b>4. Medición de movimientos propios</b>	<b>57</b>
§4.1. El Interferómetro de Nuevo México ( <i>VLA</i> ) . . . . .	57
§4.2. Selección de las fuentes y de los datos . . . . .	58
§4.3. Fuentes seleccionadas . . . . .	60

---

§4.4. Calibración de los datos e imágenes . . . . .	61
§4.5. Análisis . . . . .	61
§4.6. Conclusiones . . . . .	72
<b>5. Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>75</b>
<b>A. Desarrollo de las ecuaciones</b>	<b>77</b>
<b>B. Calibración de datos VLA de archivo</b>	<b>89</b>
§B.1. Python y CASA . . . . .	89
§B.2. El modelo estándar de reducción de datos . . . . .	90
§B.2.1. Análisis inicial de los datos y marcado básico . . . . .	90
§B.2.2. Calibración . . . . .	96
§B.2.3. Imágenes . . . . .	98
§B.2.4. Paquetería NOVAS . . . . .	99
§B.2.5. Paquetería Kapteyn . . . . .	100
<b>Bibliografía</b>	<b>103</b>

# Índice de figuras

1.1. Distribución actual de las estrellas OB más brillantes que $m_v = 5.25$ y $B - V < 0$ . Los datos fueron tomados de los catálogos Tycho e Hipparcos, los puntos son las estrellas y se ve la curva en donde se presenta la mayor concentración de estrellas: el cinturón de Gould. El ecuador en la figura es el plano Galáctico. . . . .	2
1.2. Distribución reciente de los cúmulos abiertos tomados del catálogo de Kharchenko et al. (2013), la mayor parte están concentrados en el plano Galáctico excepto en la zona del cinturón de Gould. . . . .	3
1.3. Mapa de polarización obtenido para 1800 estrellas de Mathewson & Ford (1971), en esta figura es sorprendente encontrar delineado el arco del cinturón de Gould. . . . .	10
1.4. Se muestra como tras un un evento explosivo un aro de estrellas, se expande inicialmente de manera circular, y posteriormente al estar expuesto a la rotación diferencial de la Galaxia se elonga. Las flechas muestran la dirección de la velocidad de las estrellas. Para esta simulación se usaron las ecuaciones de Lindblad (1927) y los valores de las constantes de Oort dadas por Stepanishchev & Bobylev (2013). La velocidad inicial se estableció en $1 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	13
2.1. En esta figura se pueden apreciar los parámetros cinemáticos como función del tiempo según el modelo de Blaauw para un grupo de estrellas que se expanden uniformemente en el plano Galáctico. . . . .	40
4.1. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella S1, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura. . . . .	63

4.2. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella S1, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura. . . . .	63
4.3. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella DoAr 21, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura. . . . .	64
4.4. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella DoAr 21, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura. . . . .	64
4.5. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella VLA 1623, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	65
4.6. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella VLA 1623, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	65
4.7. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella XZ Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	66
4.8. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella XZ Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	66
4.9. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella HL Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	67
4.10. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella HL Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	67
4.11. Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella V410 Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	68
4.12. Día Juliano Medio vs declinación para la estrella V410 Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X. . . . .	68
B.1. Ejemplo de un archivo <i>log</i> . . . . .	92
B.2. Esta figura es un <i>screenshot</i> de cómo aparecen las posiciones de las antenas en el archivo <i>listobs</i> . . . . .	94
B.3. Esta figura es un ejemplo de cómo aparecen las posiciones de las antenas durante una cierta observación. . . . .	95

# Índice de tablas

4.1. Proyectos considerados en Ofiuco . . . . .	69
4.1. Proyectos considerados en Ofiuco . . . . .	70
4.2. Proyectos considerados en Tauro . . . . .	71
4.2. Proyectos considerados en Tauro . . . . .	73
4.3. Movimientos propios y velocidades radiales . . . . .	74





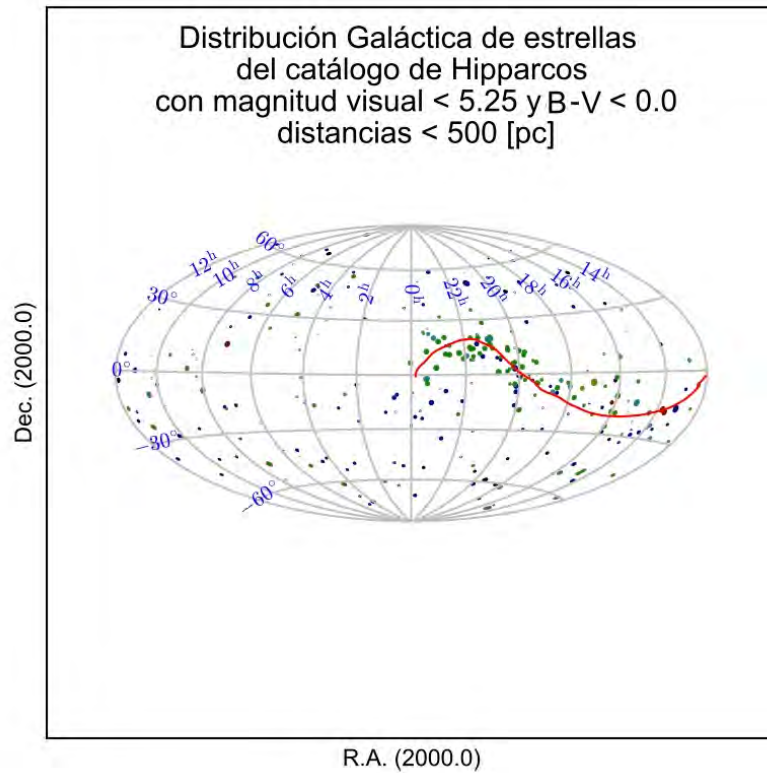
# Capítulo 1

## Introducción

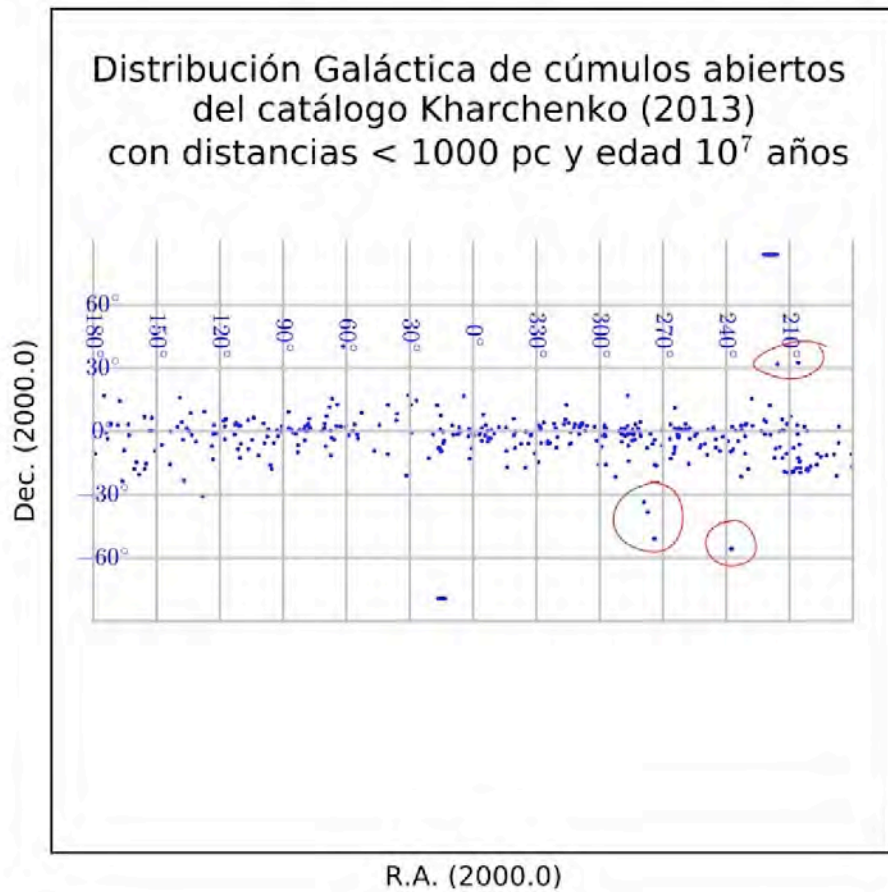
### §1.1. El cinturón de Gould

El cinturón de Gould es una estructura Galáctica local plana que contiene la mayor parte de la formación estelar dentro de los primeros 500 pc del Sol Herschel (1847); Gould & Galle (1874); Gould (1879). En particular contiene un gran número de estrellas jóvenes, y mucho gas atómico y molecular. El plano donde se encuentra esta estructura Galáctica está inclinado aproximadamente  $18^\circ$  con respecto al plano Galáctico Shapley & Cannon (1922) y la mayor parte del gas se encuentra en forma de grandes complejos de nubes moleculares, que se concentran en latitudes Galácticas menores a  $30^\circ$ , disminuyendo su densidad conforme la latitud Galáctica aumenta. Actualmente se estima que la masa total del gas en el cinturón de Gould es de 2 millones de  $M_\odot$ , su diámetro es de unos  $\sim 250$  pc y se tiene evidencia que sugiere que la mayor parte de las estrellas y del gas que lo forman están en expansión. Su edad estelar se calcula en  $\sim 30$  millones de años, Stothers & Frogel (1974) la cual es corta con respecto a una órbita Galáctica a un radio equivalente a la distancia del Sol al centro Galáctico que se estima en  $\sim 200$  millones de años. Sin embargo la estructura del cinturón de Gould es de gran relevancia ya que por el hecho de estar tan cerca de nosotros se convierte en una piedra angular para estudiar los procesos de formación estelar dentro y fuera del plano Galáctico así como las interacciones disco-halo.

La imagen que se tiene del cinturón de Gould es bastante compleja debido a las características globales que presenta. Sus estrellas, que son de población I, forman muchas de las



**Figura 1.1:** Distribución actual de las estrellas OB más brillantes que  $m_v = 5.25$  y  $B-V < 0$ . Los datos fueron tomados de los catálogos Tycho e Hipparcos, los puntos son las estrellas y se ve la curva en donde se presenta la mayor concentración de estrellas: el cinturón de Gould. El ecuador en la figura es el plano Galáctico.



**Figura 1.2:** Distribución reciente de los cúmulos abiertos tomados del catálogo de Kharchenko et al. (2013), la mayor parte están concentrados en el plano Galáctico excepto en la zona del cinturón de Gould.

asociaciones OB más cercanas a nosotros (ver la figura 1.1). El medio interestelar asociado con el cinturón de Gould se agrupa en grandes complejos de nubes de hidrógeno neutro y molecular, y exhibe velocidades bajas, intermedias y altas (Danly, 1989). Quedan también muchas incógnitas sobre la distribución del material interestelar en el cinturón de Gould, como por ejemplo el factor de llenado.

### §1.1.1. Historia

En esta sección, se presentan de manera cronológica las investigaciones y observaciones que nos han llevado a percibir el cinturón de Gould tal como se describe actualmente. El estudio

de esta estructura Galáctica se remonta a 1847 cuando Sir John Herschel desde Sudáfrica reconoció que hay muchas estrellas brillantes en el cielo, aparentemente asociadas entre sí y para las cuales el ecuador Galáctico no es un plano de simetría. Para 1874, Benjamin Gould desde Argentina se dió cuenta de esto mismo y empezó un estudio detallado de la distribución de esas estrellas encontrando que definían un gran aro en el cielo que concentra las estrellas más brillantes que una magnitud visual  $m_v = 5.25$ . Posteriormente, en un estudio más cuantitativo, Shapley & Cannon (1922), aparte de corroborar lo anterior, reportaron que la inclinación del aro con respecto al plano Galáctico es de  $\sim 18^\circ$ .

Ya más recientemente, Stothers & Frogel (1974) empezaron a analizar las características generales del cinturón de Gould y en su trabajo, además de presentar las referencias históricas, reportaron la distribución de los complejos OB que están a menos de 1 kpc del Sol. Ahí, pudo verse que las estrellas más masivas y brillantes caen en dos planos: el Galáctico y el cinturón de Gould. El determinar la pertenencia de las estrellas a cada uno de estos sistemas planos así como su orientación espacial relativa no fue trivial. Stothers & Frogel usaron un catálogo de  $\sim 1200$  estrellas de tipo espectral O a B5 para determinar la pertenencia por su distancia en  $z$  e hicieron un ajuste de mínimos cuadrados para encontrar la orientación espacial de las estrellas del cinturón de Gould. La pertenencia a uno y a otro sistema en la intersección de los mismos la hicieron de forma arbitraria.

Cabe mencionar que dentro del plano Galáctico, la distribución de las estrellas es más o menos homogénea, es decir podemos encontrar cúmulos de estrellas, asociaciones OB, así como estrellas de campo en diferentes estados de evolución (edad) independientemente de la dirección en la que estemos observando. En cambio para el cinturón de Gould, Stothers & Frogel (1974) encontraron que hay un patrón grumoso presente en la distribución de estrellas, gas y polvo debido al acumulamiento físico de los mismos. Es decir que hay grupos de estrellas aún jóvenes ligadas gravitacionalmente, que están cerca o embebidas en su nube de origen en una distribución irregular de la materia interestelar. Esto, y el hecho de que en el diagrama Hertzsprung-Russell (HR) para todas las estrellas del cinturón de Gould, el “punto de fuga o de salida”<sup>1</sup> de la secuencia principal se encuentra en las estrellas tipo espectral  $B2.5 \pm 0.5$ , indica que la edad aproximada del cinturón de Gould es 30 millones

---

<sup>1</sup>*Turn off point* es un método para estimar la edad de un cúmulo o asociación estelar comparando el punto en el que sus estrellas más evolucionadas dejan la secuencia principal con la secuencia principal teórica de edad cero.

de años. Esto hace inevitable que pensemos al cinturón de Gould como una entidad que comparte una asociación por gravedad y por edad.

En ese entonces, Stothers & Frogel (1974), también estimaron de manera muy aproximada el diámetro del cinturón de Gould en 750 – 1000 pc. Hoy en día sabemos que es menor,  $\sim 270$  pc. Así mismo, establecieron la posición del centro del cinturón de Gould en  $\ell = 180^\circ \pm 13^\circ$ ,  $b = -16^\circ \pm 5^\circ$  a unos 70 – 100 pc del Sol. Finalmente estimaron que la inclinación del sistema era de  $i \sim 18^\circ$  con respecto al plano de la Galaxia y que el nodo ascendente (punto donde se cruzan el plano del cinturón de Gould y el plano del disco Galáctico hacia el oeste), se encuentra en  $\ell_\omega \sim 295^\circ$ .

### §1.1.2. Las estrellas del cinturón de Gould

En la presente sección, se hace un recuento cronológico de las observaciones y resultados que dieron lugar a la descripción de las características de las estrellas que se encuentran en el cinturón de Gould. Algunas de estas se pueden observar en el rango óptico y otras en el infrarrojo (IR) o en el ultravioleta (UV).

Primeramente se describirán los esfuerzos para determinar la posición de las estrellas pertenecientes al cinturón de Gould. Las estrellas que forman parte de este aro están inmersas en una población de estrellas de campo de tipo espectral B y posteriores que no comparten las características de inclinación y expansión del cinturón de Gould. Se cree que dichas estrellas son el brote estelar inmediato al evento catastrófico que dió origen al cinturón de Gould, posteriormente nos referiremos nuevamente a este evento, para esta sección basta decir que son estrellas viejas que ya se dispersaron de su asociación y nube de origen.

Como se dijo anteriormente, en el cinturón de Gould se encuentran las estrellas más brillantes y jóvenes dentro de los 500 pc en nuestra vecindad solar. De acuerdo con lo que sabemos sobre formación estelar, las estrellas jóvenes no pueden estar muy lejos de su nube de origen. Esto también se cumple para las estrellas del cinturón de Gould ya que muchas de sus asociaciones están vinculadas con nubes brillantes y oscuras.

Tomando en cuenta que las estrellas jóvenes están inmersas en su nube origen, van Buren & Terebey (1993) usaron los datos de IRAS (*Infrared Astronomy Satellite*) para mejorar la determinación de las posiciones de 1808 estrellas de tipo espectral O6 al B9.5 del catálogo de estrellas brillantes de Hoffleit & Jaschek (1982). Estos autores tomaron en cuenta que hay polvo interestelar asociado con esas nubes cerca de muchas de las estrellas jóvenes o de reciente formación y que éstas lo calientan. Si la densidad y temperatura que alcanza ese polvo es lo suficientemente alta, aparece un “ punto caliente” en inglés *hotspot* y la posición de esa estrella muy joven se determina donde aparece la mayor intensidad en infrarrojo.

De forma similar, Gaustad & van Buren (1993) buscaron objetos con emisión infrarroja extendida. El procedimiento que usaron consiste en detectar un exceso a  $60 \mu\text{m}$ , en ese punto podían centrar ahí a las estrellas jóvenes. Cuando graficaron esos “puntos calientes” *hotspots* en el mapa de la esfera celeste, estos puntos coincidían con el cinturón de Gould aunque en ese entonces, 1993, se recomendaba ser cautelosos al señalar estos “puntos calientes” como pertenecientes al cinturón de Gould porque el error en la distancia era del 30 % debido al tipo de instrumentos utilizados.

Otra de las características observables en el cinturón de Gould es la cinemática presente en las estrellas asociadas a esta estructura. En los últimos 60 años la cinemática de las estrellas en el cinturón de Gould fue considerada por varios autores como Bonneau & Lallemand (1964), Clube (1976), Lesh (1968), Lesh (1972), Frogel & Stothers (1977), Lindblad et al. (1983), Westin (1985), Comerón & Torra (1991), Comerón (1992) y Comerón & Torra (1994b). Todos ellos encontraron evidencia de una expansión de las estrellas en el cinturón de Gould con edades cinemáticas, derivadas de sus diferentes modelos, en el rango (30–70) millones de años.

Vale la pena resaltar que la cinemática de las estrellas del cinturón de Gould es mucho más compleja que una simple expansión desde un único punto de origen. Por ejemplo, pese al desarrollo muy detallado de la cinemática de las estrellas del cinturón de Gould, Lesh (1968) no pudo encontrar un único punto de origen y por lo mismo tampoco pudo determinar una única edad cinemática para el sistema. A partir de este hecho y de que las estrellas más brillantes del cinturón de Gould no tienen la misma edad que la edad cinemática estimada para éste, se piensa que hubo más de un evento de formación estelar.

En general las estrellas del cinturón de Gould tienen una edad menor que la determinada para todo el sistema (Blaauw, 1991).

Por otro lado, se puede apreciar por la distribución de los cúmulos abiertos cercanos y jóvenes dentro de 500 pc del Sol y con una edad menor a 10 millones de años (Blaauw, 1983, 1991; Kharchenko et al., 2013) que la distribución de asociaciones OB es extremadamente plana ajustándose muy bien al plano de la Galaxia, como se mencionó anteriormente, excepto en el cinturón de Gould. Esto nos da una base sólida para entender al cinturón de Gould como un sistema independiente y en una posición inclinada con respecto al disco Galáctico (ver figura 1.2).

El cinturón de Gould también se puede detectar en luz ultravioleta (UV). Las estrellas O tardías y las B tempranas del cinturón de Gould dominan la emisión en el UV extremo del cielo (Opal & Weller, 1984). A una longitud de onda de 148.2 nm, el brillo del cielo es más intenso cerca del plano del cinturón de Gould gracias a la contribución de esas estrellas (Henry, 1991). Para longitudes de onda más cortas (100 – 115 nm) la contribución al brillo se debe principalmente a la dispersión de la luz de las estrellas más brillantes por el polvo interestelar (Murthy et al., 1991).

### §1.1.3. Gas y medio interestelar

#### **Nebulosas brillantes y oscuras**

Las estrellas del cinturón de Gould están asociadas con muchas de las nebulosas cercanas conocidas, tanto brillantes como oscuras. En esta sección se hace un recuento histórico de los trabajos más representativos sobre las nebulosas encontradas y su asociación con el cinturón de Gould.

Primeramente Herschel (1847) puso a la nebulosa de Orión como parte del cinturón de Gould y posteriormente el trabajo de Hubble (1922) establece que hay nebulosas de reflexión, de espectro continuo, difusas y de gran tamaño relacionadas con nubes oscuras de polvo que se extienden en la zona correspondiente al cinturón de Gould. Se puede decir con cierta seguridad que hay un sistema de nebulosas tanto brillantes como oscuras asociadas con el



cinturón de Gould.

Después de las primeras detecciones históricas de hidrógeno neutro (HI) a 21 cm, en 1951, Heeschen & Lilley (1954) observaron hacia el centro Galáctico y en dirección opuesta a este. En estas direcciones, el gas que se mueve en órbitas circulares alrededor del centro de la Galaxia no debería presentar una componente radial de velocidad. Sin embargo encontraron dos máximos en las intensidades de la línea implicando que estas nebulosas se están alejando. Lilley (1955) obtuvo resultados similares en regiones de Orión y Perseo. Posteriormente se confirmó con otro estudio sobre la distribución de HI fuera del plano Galáctico realizado por Davies (1960). Este autor encontró una velocidad de recesión de  $3 \text{ km s}^{-1}$  para el HI en la región del cinturón de Gould. Todo esto nos permite concluir que grandes masas de gas neutro interestelar están asociadas con el cinturón de Gould. Davies (1960) pudo calcular la masa de HI asociada entre  $(1 - 2.6) \times 10^5 M_{\odot}$ . Este valor es muy bajo, si se revisan los valores más recientes que estiman la masa de HI asociada al cinturón de Gould.

Ya en la década de los 60, van den Bergh (1966) con datos mejorados del hemisferio norte confirmó lo dicho anteriormente. Para el hemisferio sur, Sandqvist (1977) completó el catálogo de nubes oscuras interestelares con alta opacidad visual usando el Observatorio Europeo de Sur (muestreo del cielo) *European Southern Observatory (sky survey) ESO(B)*<sup>2</sup>. Combinando sus datos y los de Lynds (1962), sobre las nebulosas del cielo del norte, concluyó que hay un sistema de nebulosas oscuras que al igual que el cinturón de Gould está inclinado  $\sim 18^{\circ}$  con respecto al plano Galáctico y que corresponde muy bien con el sistema estelar descrito previamente como parte del cinturón de Gould.

Lindblad (1967) estudió la distribución de gas a bajas latitudes en una parte del cinturón de Gould en la dirección del anticentro Galáctico, donde se distinguen varias componentes en el perfil de HI. En particular, identificó una estructura que ahora se conoce como “*feature A*” o estructura A de Lindblad. Dicha componente consiste en una gran cantidad de hidrógeno neutro asociado al cinturón de Gould con una velocidad radial  $v_r \leq 8 \text{ km s}^{-1}$ . Posteriormente, Goldstein & MacDonald (1969) con observaciones de la línea de 21 cm fuera del plano Galáctico, confirmaron que hay una capa de HI local que se ajusta muy

---

<sup>2</sup>ESO(B) *sky survey* puede consultarse en <http://archive.eso.org/dss/dss>

bien al plano del cinturón de Gould.

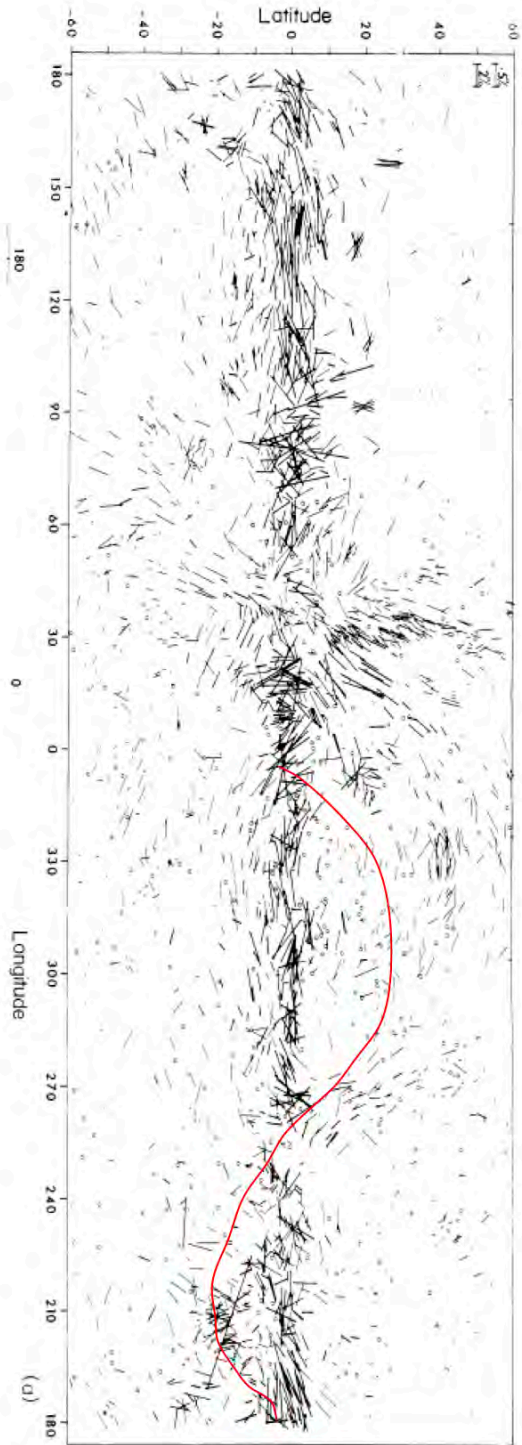
Todo esto nos permite afirmar que hay un grupo de nebulosas oscuras y brillantes, así como gas neutro local que está asociado al cinturón de Gould y que junto con este se encuentra fuera del disco Galáctico y presenta una inclinación de  $\sim 18^\circ$ , con respecto al este mismo. Para tener una idea más completa de todas las características observacionales del cinturón de Gould.

### **El campo magnético interestelar local**

Se han hecho esfuerzos para hacer un mapa detallado de la polarización de la bóveda celeste en distintas ocasiones. Mathewson (1968) y Mathewson & Ford (1971) midieron la polarización de 1800 estrellas. En la figura 1.3, tomada de dicho trabajo, se ve como el campo magnético delinea el cinturón de Gould. Unos años más tarde, Goodman et al. (1990) hicieron un mapeo de las zonas de Perseo, Tauro y Ofiuco, ya dentro de la zona de nuestro interés. El más reciente catálogo al respecto lo desarrolló Heiles (2000). El campo magnético es considerado de gran importancia en los procesos de formación estelar, por lo que en el contexto del origen del cinturón de Gould es muy relevante su estudio.

## **§1.2. Hipótesis sobre el origen del cinturón de Gould**

Hay dos hipótesis principales sobre el origen del cinturón de Gould. En primer lugar describiremos la hipótesis que desarrollaron Poppel et al. (1994a) con base en un estudio sobre la estructura A de Lindblad a latitudes Galácticas intermedias y altas separando el medio neutro tibio y frío del medio interestelar. Este trabajo sugiere un escenario de formación y evolución estelar del cinturón de Gould a partir de un evento explosivo. Por otro lado, hay autores como Lepine & Duvert (1994), Comeron (1992) y Comerón & Torra (1994b) que creen que el origen del cinturón de Gould se debe a una colisión de una nube de alta velocidad contra el disco Galáctico. A continuación presentaremos con más detalle cada una de estas hipótesis.



**Figura 1.3:** Mapa de polarización obtenido para 1800 estrellas de Mathewson & Ford (1971), en esta figura es sorprendente encontrar delineado el arco del cinturón de Gould.

### §1.2.1. El evento explosivo

Blaauw en 1965, propuso que la distribución de estrellas y material interestelar en el cinturón de Gould podría ser el resultado de una dispersión muy acelerada de material que originalmente ocupaba un volumen mucho menor que el presente (Blaauw, 1965). En pocas palabras, interpreta las características observacionales presentes en el cinturón de Gould en el contexto de un evento explosivo. El precursor de dicho evento sería una nube densa cuyos fragmentos y grumos se expandieron en sucesivos episodios de formación y dispersión estelar que se dieron como resultado de la explosión. En este escenario, las primeras estrellas en haberse formado después del evento explosivo ya se habrían dispersado.

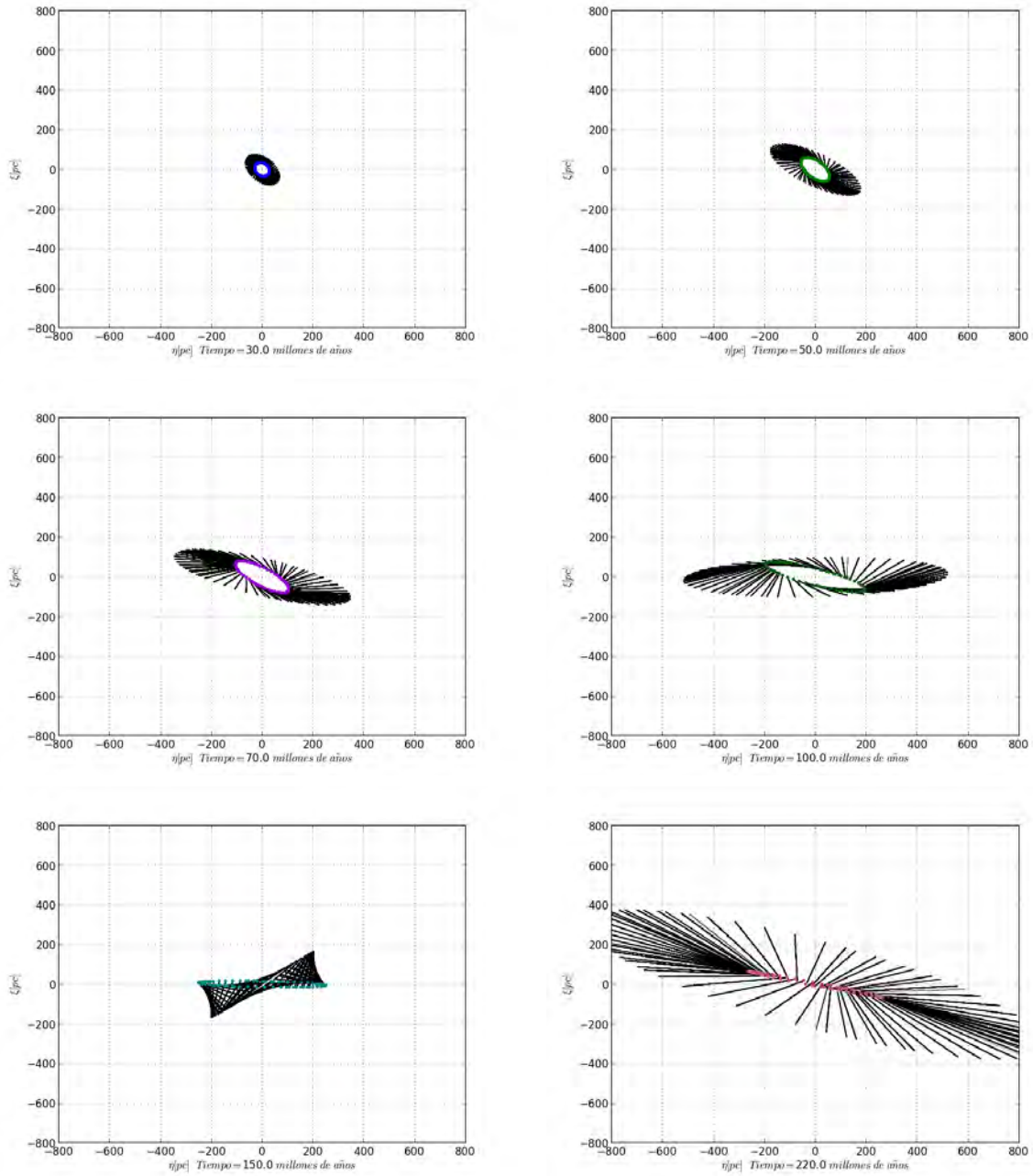
La idea de Blaauw como primera aproximación para resolver el problema del origen del cinturón de Gould se basó en las evidencias de expansión que se tenían. En efecto, las estrellas que son miembros del cinturón de Gould muestran velocidades radiales iguales o superiores a  $3 \text{ km s}^{-1}$ . Las nebulosas asociadas al cinturón de Gould también presentan velocidades de recesión sistemática en la línea de visión.

De acuerdo con esta hipótesis, la forma y la inclinación presentes hoy día en el cinturón de Gould son consecuencias de las condiciones iniciales del evento explosivo, particularmente de las velocidades iniciales. De las presentes dimensiones del cinturón de Gould, Blaauw sugirió una velocidad de expansión máxima de  $5 \text{ km s}^{-1}$  con una velocidad media de  $3 \text{ km s}^{-1}$ , lo que concuerda muy bien con las velocidades radiales medidas para la zona. Blaauw indicó que tomando en cuenta las velocidades presentes, así como la distribución plana de gas y polvo, hay un plano preferente, el del cinturón de Gould, que presenta una inclinación, un poco mayor a  $\sim 18^\circ$ , con respecto del plano Galáctico.

Como se dijo anteriormente, la cinemática del cinturón de Gould es mucho más compleja que una simple expansión. La edad cinemática estimada para el cinturón de Gould es 40 millones de años que evidentemente es mayor que la edad de muchas de sus asociaciones estelares. Esto lo podemos constatar ya que mientras las asociaciones más jóvenes están bien reconocidas como grupos (con edades menores que unos millones de años), las más viejas ya se dispersaron siendo ahora parte de las estrellas de campo del sistema. Esto se debe a que hay una escala de tiempo de limpieza durante la cual una asociación OB se rompe, dispersa y barre su ambiente en el medio interestelar. Blaauw determinó como

límite superior de dicha escala 25 millones de años a partir de los cuales las estrellas que aún viven y que se formaron dentro de la asociación original, ya se han dispersado y empiezan a formar parte de la población general del campo.

A partir de esta idea, Blaauw encontró varios indicios que sugerían que solo un pequeño porcentaje del material interestelar original se transformó en estrellas, por lo que la mayor parte de este material aún está presente en el sistema como gas y polvo. Esto es consistente con las primeras detecciones de material interestelar relacionadas con las observaciones y análisis que de manera independiente Lindblad (1967) hizo de esta región. Este último autor pudo concluir que el medio interestelar en la vecindad solar, incluida la región del cinturón de Gould, se expande de acuerdo con el modelo de expansión uniforme a partir de un centro común presentado por Blaauw (1952). Este modelo no reproduce la cinemática observada de las estrellas del cinturón de Gould, pero funciona cuando se aplica a la cinemática del hidrógeno neutro asociado al cinturón de Gould conocido como la estructura A de Lindblad a bajas latitudes Galácticas.



**Figura 1.4:** Se muestra como tras un un evento explosivo un aro de estrellas, se expande inicialmente de manera circular, y posteriormente al estar expuesto a la rotación diferencial de la Galaxia se elonga. Las flechas muestran la dirección de la velocidad de las estrellas. Para esta simulación se usaron las ecuaciones de Lindblad (1927) y los valores de las constantes de Oort dadas por Stepanishchev & Bobylev (2013). La velocidad inicial se estableció en  $1 \text{ km s}^{-1}$ .

Siguiendo con la hipótesis de la explosión, varios investigadores trabajaron en esta idea con diferentes enfoques. Por ejemplo, las observaciones y análisis de Hughes & Routledge (1972) también concluyeron que el aro expansivo de Lindblad corresponde a los restos de un gran evento explosivo y sugirieron unas hipotéticas supernovas tipo III<sup>3</sup>. Olano (1982) hizo un modelo también basado en la idea de una explosión inicial. A este estudio le siguió el modelo también de origen explosivo adoptado por Poppel et al. (1990, 1994b) para interpretar sus resultados en el medio interestelar local.

Para Olano (1982) y Poppel et al. (1990, 1994b), los resultados observados son producto de un evento explosivo que ocurrió dentro de la capa de gas frío local hace (32 a 37) millones de años en la dirección  $l_0 \sim 130^\circ - 140^\circ$  a una distancia  $r_0 \sim 120 - 200$  pc del Sol. Como consecuencia de este evento, se produjo un frente de choque inicialmente esférico. Hacia el polo norte Galáctico, este frente de choque encontró una zona de baja densidad, mientras que hacia el interior de disco Galáctico y hacia el polo sur Galáctico, encontró zonas de alta densidad. Esto provocó que la cáscara de material interestelar contenida en estos frentes se propagara a diferentes velocidades en cada hemisferio. La onda de choque que se propagó en el plano Galáctico era inicialmente circular, pero se fue distorsionando gradualmente debido a la rotación diferencial Galáctica. En la figura 1.4 se aprecia la distorsión del frente de choque circular a través de varios millones de años.

Hoy día esta cáscara de material en expansión conforma el aro de Lindblad que debe estar en estado de conservación de momento porque ya no se está acelerando. Durante la expansión, el gas barrido en el aro es comprimido a una densidad mayor y una vez que las condiciones son favorables se forman los grandes complejos moleculares en el aro a través de inestabilidades gravitacionales, que además provocan la formación estelar misma.

Si pudieramos ver el cinturón de Gould desde una perspectiva externa al disco Galáctico, veríamos la propagación de la formación estelar con un escala temporal  $\tau_G \leq 30$  millones de años. Tomando en cuenta que se tiene que hacer una adaptación a la geometría y aproximaciones del problema, la densidad requerida para el gas barrido debe ser del orden

---

<sup>3</sup>Para (Hughes & Routledge, 1972) las supernovas tipo III son eventos muy raros, en los que estrellas de más de  $20M_\odot$  terminan su vida en una explosión que libera una energía de  $10^{53}$  ergs estiman que se presentan probablemente 1 cada 10 millones de años en la vecindad solar, produciendo una onda de choque con una velocidad de  $10\text{-}20\text{km s}^{-1}$  durante (10–30) millones de años.

de  $\rho \cong \eta^2 \times 22.4 \text{ átomos cm}^{-3}$ , donde el coeficiente  $\eta \sim 1$ , depende de la geometría adoptada y de las aproximaciones del problema (Elmegreen & Lada, 1977; Lada, 1987; Elmegreen, 1992c,b).

La evolución de las estrellas más masivas, las estrellas OB, dan origen al rompimiento parcial de las nubes moleculares asociadas a través de sus vientos estelares, explosiones de supernova y la formación de burbujas que se expanden localmente. Aquí las fuerzas motoras que actúan son incrementos locales de presión que van en factores de 10 a 100 durante 10 millones de años (Elmegreen, 1987). Tales procesos locales debieron afectar el material embebido en el aro en expansión, produciendo perturbaciones en sus distribuciones espaciales y cinemáticas propias. Los grupos estelares que se formaron en este aro expansivo adquieren las velocidades medias de la capa de gas en la posición y el tiempo de su formación. Es por esto que podemos afirmar que las estrellas de campo del cinturón de Gould, las cuales son el residuo de las asociaciones más tempranas, no definen un único centro de expansión como lo constató Lesh (1968).

Una característica importante del aro en expansión de Lindblad es que lo estamos observando desde el interior. Esto hace a su cinemática más evidente a través del predominio en la observación de velocidades positivas a pesar de que hoy día la velocidad de expansión es baja. El hecho de que el cinturón de Gould sea plano, es una consecuencia del pequeño grosor de la capa de gas Galáctico en la que inicialmente estaba embebido. Para entender la inclinación del cinturón de Gould, Poppel et al. (1990, 1994b) propusieron que esta era una característica de la capa de gas local, ya que se observan algunas capas de gas frío inclinados  $\sim 10^\circ$  en el brazo local. Tomando esto en cuenta, es plausible pensar en una capa inclinada más de  $\sim 18^\circ$  como la que debió estar involucrada en el evento explosivo que dió origen al cinturón de Gould.

Para entender la asimetría entre los hemisferios, Poppel et al. (1990, 1994b) propusieron que el evento explosivo ocurrió a una altitud  $z$  positiva del plano dando como resultado una transferencia neta de gas frío del hemisferio norte al hemisferio sur. Además, el gas chocado caliente se movió hacia el hemisferio norte Galáctico, a través de capas menos densas de medio neutro tibio y llegando a la parte baja del halo. Esto quiere decir que el gas debe ocupar un enorme volumen perpendicular al plano Galáctico, y por lo tanto, que el gas involucrado en el evento explosivo original debe tener una extensión mayor en  $z$  que



dentro del plano Galáctico.

El aro formado en la cáscara de gas expandiéndose en el plano del cinturón de Gould entró en un estado de barredora de nieve. En este estado, el frente de choque va limpiando el medio interestelar y va acumulando cada vez más material, incorporando el que se encontraba justo por delante del frente de choque, como fue descrito en el modelo de Olano. Esta descripción es consistente con el volumen observado de medio neutro frío dentro de latitudes Galácticas iguales o menores a  $50^\circ$  (Poppel et al., 1990, 1994b).

En la hipótesis de una explosión como origen del cinturón de Gould, muchas de las nubes moleculares que pertenecen al cinturón de Gould corresponden al gas barrido por el evento explosivo. Además, las explosiones de supernovas lanzaron material al halo Galáctico a ángulos intermedios y grandes con respecto al plano. Este material expulsado regresa eventualmente al plano Galáctico siguiendo trayectorias parabólicas. La coexistencia en algunas líneas de visión de este material con material perteneciente al cinturón de Gould podría explicar algo de la complejidad observada en los espectros de HI.

Cuando Poppel (1997) presentó su trabajo sobre el cinturón de Gould, no se tenían claros los mecanismos de formación de nubes moleculares a altas latitudes Galácticas. Una de las posibilidades era que se originaban a través de inestabilidades térmicas en el medio neutro tibio, como lo propuso Parravano (1987). En este modelo, una vez que la cáscara expansiva pierde presión, no hay nubes que se formen en la parte inferior del halo. A mayores latitudes Galácticas hay nubes asociadas al HI que empiezan a romperse como resultado de la alta presión con respecto a los alrededores.

Si consideramos que el cinturón de Gould es en verdad un aro en el espacio, entonces esperamos cierta simetría. En particular, se esperaría encontrar velocidades positivas, indicando expansión, en la dirección del plano del cinturón de Gould, y velocidades negativas, indicando “caída” hacia los polos del cinturón de Gould (Poppel et al., 1990, 1994b). Este gas en caída correspondería al material expulsado durante la explosión cayendo de vuelta al plano Galáctico.

Sobre esta misma idea de material regresando al plano Galáctico, Danly (1989) aportó un estudio sobre las propiedades cinemáticas a gran escala del gas del halo de la Vía Láctea.

Analizó estrellas masivas jóvenes del halo con baja y moderadamente alta ionización que combinó con datos en 21 cm para tener distancias hacia algunas estructuras de HI. Esta autora encontró evidencia de gas cayendo a una velocidad negativa y menor que  $70 \text{ km s}^{-1}$  en gran parte del cielo hacia el polo norte Galáctico. La existencia de nubes en caída al plano Galáctico fue confirmada por Spitzer & Fitzpatrick (1992).

Un ejemplo de la caída de material hacia el plano Galáctico, podría ser el complejo de nubes oscuras de Tauro y la nube de las Pléyades. Ambos pudieron ser eyectadas desde el aro debido a un evento energético. Lo mismo se puede decir de la ráfaga de Cefeo (*Cepheus flare*) y de algunas nubes moleculares a alta latitud Galáctica. Estos últimos ejemplos podrían ser el gas que cae regresando al disco (Wennmacher et al., 1992; Snowden et al., 1993).

Podemos entonces concluir de las observaciones la existencia de una gran cavidad en el medio interestelar local dentro del aro en expansión de Lindblad. De cualquier modo siendo que nuestro Sol está dentro de la burbuja local, medir los parámetros para la cavidad original, por ejemplo su altura media, es una tarea difícil ya que estamos dentro del sistema que queremos medir.

### **El origen del evento explosivo.**

¿Qué evento daría origen a una explosión de tal magnitud que inició la expansión a gran escala del medio interestelar local? Primero recordemos que las estrellas más viejas que se encuentran en la región del cinturón de Gould, (es decir, aquellas que forman parte de las estrellas de campo, pero no están ligadas gravitacionalmente con el sistema del cinturón de Gould), son más jóvenes que 60 millones de años. Dado que las que se encuentran asociadas al cinturón de Gould (esto es, ligadas gravitacionalmente), tiene una edad aproximada de 30 a 35 millones de años, necesitamos un evento que provoque formación estelar dentro de esa ventana temporal.

Existe un modelo (Yuan, 1969) que estudia el efecto del paso de una onda de densidad por el disco Galáctico. Su consecuencia es que se modifican las órbitas circulares del gas del medio interestelar ahí presente, lo que provoca entre otras cosas, que el gas se compacte

y empiece la formación estelar. Yuan (1969) propuso que el paso de una onda de densidad por el brazo de Carina pudo haber inducido el proceso de formación estelar hace menos de 60 millones de años (Lindblad, 1974; Strauss & Poeppel, 1976; Elmegreen, 1992a, 1993). Eso se produciría al colectar el gas local dentro de una supernube densa (Elmegreen, 1985), lo que posteriormente produjo la formación de una primera generación de estrellas.

Una de las primeras asociaciones formadas posterior a este evento debió ser la de Casiopea-Tauro, la cual pudo haber producido el aro de expansión de Lindblad. Blaauw (1956, 1991) propuso que aproximadamente 15 supernovas explotaron en el centro del cinturón de Gould. La asociación Casiopea-Tauro sería el elemento a estudiar en este escenario, ya que hoy día está casi totalmente dispersa, muy cercana al origen del sistema del cinturón de Gould y se extiende a lo largo de unos  $200 \text{ pc} \times 50 \text{ pc}$  y con una edad de cerca de 35 millones de años. La energía y el momento liberados por estas explosiones de supernovas, combinados con los vientos estelares y la expansión de las regiones HII debió producir una burbuja que creció rápidamente.

Entonces, la pregunta es ¿Qué pasó en el intervalo de hace 60 millones de años y hace 35 millones de años? La respuesta no es sencilla. Muchos autores, entre ellos Tomisaka et al. (1981), Comeron et al. (1993) y Comeron & Torra (1994a) intentaron calcular modelos describiendo adecuadamente la evolución de una superburbuja inflada por vientos estelares, la expansión de las regiones HII y las sucesivas explosiones de supernova (las cuales son características de los estados iniciales de evolución de una asociación OB), en el medio interestelar de sus alrededores. En particular este último puede tener grandes inhomogeneidades en su estructura y distribución espacial que pueden afectar el proceso de manera importante.

Los modelos anteriores hacen posibles algunas predicciones globales que pueden ser comparadas con las características del sistema del cinturón de Gould. Estos modelos predicen la formación de una superestructura que se expande envolviendo una gran cavidad de gas caliente diluído. Esta superestructura podría tener un tamaño comparable con el del cinturón de Gould. En la dirección  $z$ , la superestructura se vuelve muy elongada. Su extensión depende de la energía inicial de la explosión, de los gradientes de densidad y del ancho de las capas de gas. El comportamiento cinemático de los remanentes de la explosión dependerían de las características del halo y de la distribución del campo

magnético en  $z$ , aunque ya sabemos que en la presencia de un halo caliente, el resultado de la explosión sería la formación de una chimenea. En este escenario, el halo se mantiene en un movimiento caótico permanente durante la eyección producida en la chimenea. Durante la expansión de la cáscara aparecen inestabilidades de Rayleigh-Taylor en la parte superior de los remanentes, lo que produce fragmentación.

En principio, dicho escenario parece consistente con los requerimientos de energía, momento y edad del sistema del cinturón de Gould. Sin embargo, este escenario no explica de forma natural la inclinación observada del cinturón de Gould. Esta inclinación se cree que es una característica de los brazos espirales antes del evento explosivo. El paso de la onda de densidad en Carina a través del gas local pudo haber sido el proceso desencadenante para la formación de la asociación estelar inicial que indujo la formación del cinturón de Gould.

La formación y evolución del sistema del cinturón de Gould podría no ser un proceso inusual en la Galaxia. En particular este proceso podría ser un ejemplo cercano de las llamadas fuentes Galácticas (*Galactic fountains*).

El sistema del cinturón de Gould es un buen ejemplo para comparar, revisar y mejorar los detalles teóricos de los modelos numéricos para multi-remanentes de supernova. Es deseable que los modelos numéricos de una superestructura en expansión se ajusten a las características del sistema del cinturón de Gould cerca del plano y para latitudes mayores, seguir su evolución también en la fase de caída de regreso al plano.

### §1.2.2. El impacto de una nube de alta velocidad sobre el plano Galáctico

Otra hipótesis propuesta como origen del cinturón de Gould fue descrita por Wesseliuss & Fejes (1973). Ellos propusieron que otro tipo de interacción era posible para crear una distribución de regiones de reciente formación estelar como el cinturón de Gould: la colisión de un gran complejo de gas como una nube de alta velocidad contra una capa de gas Galáctico que se encuentre en el plano Galáctico.

Esta propuesta fue revisada por Tenorio-Tagle (1980) quien analizó la física de las colisiones de pequeñas nubes de HI que impactan el disco Galáctico. En este caso, señaló que una gran cantidad de energía podría ser depositada dentro de un pequeño volumen cercano

al plano Galáctico por una colisión. De esta manera, mostró que una nube de radio 50 a 100 pc que colisione con una velocidad de 200 a 3000 km s<sup>-1</sup> depositaría unos 10<sup>50</sup> a 10<sup>54</sup> ergs de energía térmica en el gas chocado. Así mismo, el impacto generaría una expansión supersónica de gas muy caliente y la posterior formación de una enorme cavidad de gas caliente de baja densidad, así como de un superaró en expansión.

Un año después, con un nuevo trabajo, Tenorio-Tagle (1981) presentó más de sus estudios sobre los efectos dinámicos generales de colisiones de nubes de velocidad baja, intermedia y alta contra el disco Galáctico y concluyó que las colisiones pueden formar estructuras con forma de aro, gas coronal, regiones HII gigantes, etc.

Cuando una nube de alta velocidad impacta una capa de gas en el disco Galáctico, el cual suponemos de densidad constante  $n_{Gal}$ , produce dos frentes de choque que se propagan en direcciones distintas, una a través de la nube y otra paralela al disco respectivamente. Entre ambos choques se forma una capa densa de gas chocado, donde el tiempo necesario para que el frente de choque llegue a toda la nube está definido por el intervalo de colisión  $t_{col}$ . El gas chocado se enfría con el tiempo característico de enfriamiento  $t_{enf}$  (Raymond et al., 1976) donde se usa el coeficiente de enfriamiento radiativo para un plasma de baja densidad<sup>4</sup>.

En el primer caso, el cual es el de mayor interés para nuestro trabajo, una nube de alta velocidad se impacta con el gas que se encuentra en el plano Galáctico y se fusiona provocando grandes cáscaras en expansión. Adicionalmente, se forma un momento lateral debido a los gradientes de presión antes de que empiece el enfriamiento. Tenorio-Tagle et al. (1987) presentaron más cálculos tomando en cuenta regiones estratificadas en el disco. Un resultado esperado es que los remanentes producidos por las colisiones nube-disco tengan un crecimiento preferencial en la dirección perpendicular a la del impacto. Esto es diferente de la propagación isotrópica que se asocia a los remanentes de supernova. La eficiencia para la liberación de energía del proceso de colisión es una consecuencia del volumen inicial finito, mientras que una explosión de supernova es inicialmente considerada puntual.

El segundo caso ocurre cuando  $n_{nube} < n_{Gal}$  y  $t_{col} < t_{enf}$ . Si el tiempo de colisión es

---

<sup>4</sup>Ver también Black (1987), Shull (1987).

relativamente corto, el gas chocado se puede expandir nuevamente dentro del halo. Esto quiere decir que la nube de alta velocidad rebota al chocar contra el gas que se encuentra en el disco Galáctico.

En el último caso, tenemos la penetración completa del disco y la nube de alta velocidad hace hoyos a través del disco. Esto ocurre cuando  $n_{nube} \gg n_{Gal}$  y el tiempo de cruce de la capa Galáctica es comparable con el tiempo de colisión  $t_{col}$  pero mucho menor que  $t_{son}$ , el tiempo que necesita el sonido para viajar a través del material chocado.

Las características de la estructura que se crearía a partir del impacto de una nube sobre el plano Galáctico dependen tanto de los parámetros que describen la nube (su geometría, masa, densidad, velocidad y ángulo de incidencia) como de las características de la capa del gas Galáctico con la que impacta (densidad, temperatura, campo magnético, escala de altura, etc.).

El movimiento de las nubes de gas chocado formadas en la interacción depende del balance entre dos fuerzas: la atracción gravitacional del disco Galáctico y una fuerza de desaceleración. Esta última es debida al incremento de masa de la nube, en el caso supersónico, o al arrastre del medio interestelar en el caso subsónico. En cualquier caso, el resultado son oscilaciones atenuadas alrededor del plano Galáctico (Tenorio-Tagle et al., 1987).

Poco después, Comeron (1992) consideró un impacto oblicuo de una nube de alta velocidad sobre el disco Galáctico. Su modelo es de dos dimensiones y supone un disco formado por capas plano paralelas de gas neutro tibio de densidad  $\rho(z)$  y  $T = 8500$  K. Asimismo, incluye un campo magnético Galáctico de intensidad  $B(z)$  que tiene la misma dependencia que la densidad en  $z$ , y su dirección es a lo largo del eje de rotación Galáctica. El valor en el plano Galáctico de dicho campo magnético es  $B(0) = 3 \mu\text{G}$ . En relación a la nube de alta velocidad, Comeron (1992) considera una nube grande y fría de  $\sim 500$  pc de longitud, con una densidad constante  $\rho_0 = 10^{-2} M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ , que impacta con una velocidad de  $100 \text{ km s}^{-1}$ . La metalicidad de la nube la considera similar a la solar. Comeron resolvió numéricamente un sistema de ecuaciones magnetohidrodinámicas en forma Euleriana incluyendo la fuerza gravitacional perpendicular al plano así como las funciones de enfriamiento y calentamiento proporcionales a  $\rho^2$  y  $\rho$  respectivamente. Evaluó las características del choque, el patrón seguido por la nube hasta 2500 pc para nubes que impactaron perpendicularmente al plano

Galáctico, o inclinadas  $45^\circ$ . Esta última situación produjo flujos que rompían la simetría axial alrededor de  $z$ .

Todos estos cálculos se hicieron con la intención de comparar con la forma observada que presenta el cinturón de Gould. Sin embargo, se obtuvieron estructuras muy grandes, capas y cavidades cuyos tamaños exceden el diámetro estimado del sistema del cinturón de Gould por mucho. Esto incluso en las etapas iniciales de interacción. Sin embargo, es importante resaltar que la solución para el impacto oblicuo es que el límite inferior de la supercavidad formada por la colisión tiene una capa plana de gas frío inclinada con respecto al plano Galáctico. Esta capa se origina por la componente paralela de la velocidad y el frente de choque, haciendo posible un escape considerable de material denso. El ángulo de inclinación resultante es menor que el ángulo de impacto. También se forman capas menos densas de gas tibio ionizado, pero de acuerdo con Comeron (1992) lo importante de este modelo es que puede explicar la forma de aro observada en el cinturón, así como su inclinación.

Posteriormente, Comeron & Torra (1994b) desarrollaron una nueva aproximación a este problema. Trabajaron con la intención de mejorar las posibilidades de empatar las características observadas del cinturón de Gould con su modelo. En este segundo trabajo, consideran un disco de medio neutro tibio extendido hasta 1500 pc. Su análisis se centra en las condiciones físicas del gas postchoque y su evolución, así como en las condiciones de frontera para ambos frentes de choque originados por la colisión. Consideran explícitamente la distribución del campo magnético que tiene un papel importante. Suponiendo una equipartición aproximada de las densidades de energía con el gas para toda  $z$ , el efecto del campo magnético congelado de la capa Galáctica es un incremento importante de la presión magnética. En consecuencia, se producen altos factores de compresión que ocasionan inestabilidades térmicas en el gas postchoque que se toman también en consideración. De acuerdo con Comeron & Torra, sus modelos muestran que el impacto de una nube de alta velocidad sobre el disco Galáctico iniciaría un proceso de formación estelar a gran escala en una capa comprimida e inclinada con respecto al plano Galáctico.

Otro intento interesante para interpretar la estructura del sistema del cinturón de Gould se la debemos a Lepine & Duvert (1994). Estos autores señalaron que varios de los complejos de nubes moleculares cercanas (muchos de ellos desplazados de  $z=0$  y asociados con una

actividad intensa de formación estelar), podrían ser el producto de la caída de una nube de alta velocidad sobre el disco Galáctico. Emplean su modelo hidrodinámico simple de dos dimensiones para calcular los resultados de una colisión de una nube esférica de alta velocidad contra el disco Galáctico. En su modelo, la capa chocada se convierte en una nube molecular densa. Los parámetros libres del modelo son la velocidad inicial en  $z$  de la nube de alta velocidad, la densidad relativa del gas del disco y el límite superior de la densidad columnar del gas barrido que es capaz de iniciar la formación estelar. Finalmente, el radio y la altura de la nube de alta velocidad sobre el plano se escogieron de acuerdo a los casos considerados. Estos autores suponen que las estrellas se forman con la velocidad del gas embebido y que no hay fuerzas que las frenen. Este modelo fue aplicado para reproducir la morfología de los complejos de nubes moleculares en Orión, Camaleón,  $\rho$  Ophiuchi y Tauro-Auriga. En todos los casos, se supone que la nube de alta velocidad impacta al disco Galáctico desde la dirección opuesta a la del desplazamiento en  $z$  de la nube. De acuerdo con Lepine & Duvert (1994), sus modelos reproducen muchos aspectos de la morfología de estos complejos de nubes, así como las posiciones relativas de los cúmulos estelares jóvenes asociados y su secuencia de edad. El modelo es considerado como una alternativa al modelo de formación estelar secuencial. Lepine & Duvert (1994) concluyen que debido a que estos complejos se forman por eventos colisionales independientes, en realidad no hay un “cinturón”, sólo una inclinación del plano Galáctico local comparado con la orientación media.

Resumiendo, los resultados de los modelos numéricos descritos en este capítulo indican que el impacto de una nube de alta velocidad sobre el disco Galáctico es una fuente importante de cáscaras y supercáscaras de gas chocado que tendría las condiciones adecuadas para empezar la formación estelar. Además, obtener una capa inclinada por una colisión oblicua, como lo hicieron Comeron (1992) y Comerón & Torra (1994b) ofrece un escenario natural para explicar la inclinación del cinturón de Gould.



### §1.2.3. Conclusión

En este capítulo discutimos dos de las más importantes aproximaciones para tratar de entender la fenomenología del sistema del cinturón de Gould y del medio interestelar local. El escenario de una explosión inicial trata de dar una respuesta adecuada para muchos de los hechos observacionales que se tienen sobre esta estructura. Sin embargo, este modelo implica una cierta isotropía, que lo hace difícil de reconciliar con la inclinación observada entre el cinturón de Gould y el plano Galáctico. En este modelo, esta inclinación tendría que relacionarse con las capas de gas observadas en el brazo local.

Por otra parte, el proceso de colisión entre una nube de alta velocidad y el disco Galáctico podría producir las supercáscaras energéticas observadas en nuestra y otras galaxias. Para el caso del sistema del cinturón de Gould y del medio interestelar local, los modelos han ido mejorando para poder reproducir las observaciones más relevantes.

Es interesante considerar un escenario combinando estos dos modelos como una tercera posibilidad. Así, el origen de las capas y la capa inclinada en el brazo local podrían deberse a un evento colisional seguido de formación estelar masiva. Esto pudo provocar un número importante de supernovas cuyas explosiones perfilaron aún más el sistema del cinturón de Gould, generando una nueva fase de formación estelar. Según Mac Low et al. (1989) podríamos distinguir entre estos tipos de eventos ya que solo las superburbujas que se crean y crecen en eventos explosivos pueden contener gas a una temperatura superior a millones de grados Kelvin. Las superburbujas que contienen plasma emitiendo en rayos X no se pueden explicar por una colisión entre nubes (Tenorio-Tagle et al., 1987). Sin embargo, Kerp et al. (1994) propusieron que una reconexión magnética podría reprocesar la energía cinética de una nube de alta velocidad en calentamiento del plasma de los alrededores. En estos eventos de reconexión, las líneas de campo magnético se reacomodan disipando grandes cantidades de energía vía corrientes eléctricas que calientan el plasma suficientemente para producir rayos X suaves.

Finalmente, en el escenario del evento explosivo inicial, esperaríamos algunas colisiones del material que regresa contra las capas del disco Galáctico, especialmente si este material fue frenado en su camino hacia arriba. Sin embargo, en contraste con varios de los modelos numéricos, las energías, tamaños y masas involucradas en esas colisiones serían únicamente

una fracción del total de la masa y la energía del sistema del cinturón de Gould.

Si queremos entender todos los fenómenos complejos que tienen lugar entre las diferentes fases del medio interestelar local en el volumen que ocupa el cinturón de Gould, debemos revisar con mucho cuidado y críticamente las características observacionales de las que tenemos noticia.



## Capítulo 2

# El campo de velocidad local

En el capítulo uno, describimos el cinturón de Gould y las teorías que se han propuesto para explicar su origen y estructura. Debido a que el cinturón de Gould es una estructura en expansión asociada con el disco Galáctico, su descripción combina la rotación Galáctica y movimientos expansivos. En este segundo capítulo describiremos desde un punto de vista teórico las firmas observacionales que se esperan en esta situación. Veremos como, debido a la expansión, las constantes A y B de Oort no son suficientes para describir el campo de velocidad local. Por lo que se deben introducir constantes dinámicas adicionales.

### §2.1. Aproximación lineal al campo de velocidad local

En esta sección nos enfocaremos en la dinámica de las estrellas en la vecindad solar. Primero consideraremos el caso más general y luego la situación particular de la rotación diferencial pura.

#### §2.1.1. Formulación general

Primero debemos elegir un marco de referencia. Usaremos un sistema de coordenadas rectangulares  $(x, y, z)$  con origen en la posición del Sol, con el eje  $x$  apuntando hacia el centro Galáctico ( $\ell = 0^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ ), el eje  $y$  apuntando en el sentido de la rotación Galáctica ( $\ell = 90^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ ) y el eje  $z$  apuntando hacia el polo norte celeste ( $b = +90^\circ$ ). En este mismo marco de referencia, la velocidad de una estrella se puede escribir como:

$$(u, v, w) \equiv \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.1)$$

donde las componentes de la velocidad son funciones continuas de la posición  $\vec{r}(x, y, z)$ :  $u = u(x, y, z)$ ,  $v = v(x, y, z)$  y  $w = w(x, y, z)$ .

Si consideramos la expansión de Taylor de primer orden de  $\vec{v}$  alrededor del origen del marco de referencia introducido (i.e. en la posición del Sol), obtenemos

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 z; \\ v &= v_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_0 z; \\ w &= w_0 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 z, \end{aligned} \quad (2.2)$$

donde el índice subcero indica que las cantidades están evaluadas en la posición del Sol.

Expresando  $x, y$  y  $z$  como funciones de las coordenadas Galácticas  $\ell, b$  y de la distancia  $r$ , obtenemos

$$x = r \cos \ell \cos b; \quad y = r \sin \ell \cos b; \quad z = r \sin b \quad (2.3)$$

Sustituyendo en 2.2 usando 2.3, obtenemos

$$\begin{aligned} u &= u_0 + r \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 \cos \ell \cos b + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 \sin \ell \cos b + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 \sin b \right]; \\ v &= v_0 + r \left[ \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_0 \cos \ell \cos b + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 \sin \ell \cos b + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_0 \sin b \right]; \\ w &= w_0 + r \left[ \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_0 \cos \ell \cos b + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)_0 \sin \ell \cos b + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 \sin b \right], \end{aligned} \quad (2.4)$$

En esta expresión  $-u_0, -v_0$  y  $-w_0$  son las componentes del movimiento del Sol dadas por:

$$\begin{aligned}
 u_{\odot} &\equiv -u_0 = S_{\odot} \cos \ell_{\odot} \cos b_{\odot}; \\
 v_{\odot} &\equiv -v_0 = S_{\odot} \sin \ell_{\odot} \cos b_{\odot}; \\
 w_{\odot} &\equiv -w_0 = S_{\odot} \sin b_{\odot},
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

donde  $S_{\odot}$  es la velocidad del Sol en su órbita Galáctica,  $\ell_{\odot}$  y  $b_{\odot}$  las coordenadas Galácticas del apex del movimiento Solar. Conociendo estos valores, podemos corregir el campo de velocidades por el movimiento del Sol.

Definimos  $\hat{r}$ ,  $\hat{\ell}$  y  $\hat{b}$  como los vectores unitarios en la dirección radial, y las direcciones de aumento de la longitud y latitud Galáctica, respectivamente. Si la componente radial de la velocidad  $V_{rad}$  es positiva para velocidades que se alejan y  $V_{\ell}$ ,  $V_b$  son positivas en la dirección de incremento de  $\ell$  y  $b$  respectivamente, entonces:

$$\begin{aligned}
 \vec{v} \cdot \hat{r} &= V_{rad} = u \cos \ell \cos b + v \sin \ell \cos b + w \sin b; \\
 \vec{v} \cdot \hat{b} &= V_b = -(u \cos \ell + v \sin \ell) \sin b + w \cos b; \\
 \vec{v} \cdot \hat{\ell} &= V_{\ell} = -u \sin \ell + v \cos \ell
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Reemplazando  $(u, v, w)$  y  $(x, y, z)$  y después de un poco de álgebra, obtenemos:

$$\begin{aligned}
 V_{rad} &= -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \cos b (A' \cos 2\ell + B' - C' \sin 2\ell) \\
 &\quad + r \sin b \left( \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_0 \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \sin \ell \right)
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \sin b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_0 \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \sin \ell \right\} \\
& + r \cos b (+A' \cos 2\ell + B' - C' \sin 2\ell)
\end{aligned} \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned}
V_b = & -u_0 \cos \ell \sin b - v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \cos b \\
& - r \sin^2 b \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \cos \ell + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_0 \sin \ell \right) \\
& + r \cos^2 b \left( \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_0 \cos \ell + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_0 \sin \ell \right) \\
& - r \sin b \cos b (A' \sin 2\ell C' \cos 2\ell + K' - K'')
\end{aligned} \tag{2.9}$$

donde introducimos las constantes:

$$\begin{aligned}
A' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_0, & B' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0, & C' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0, \\
D' &= \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)_0, & E' &= \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)_0, & K' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0, \\
K'' &= \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_0.
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Las constantes  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$ ,  $E'$ ,  $K'$  y  $K''$  se pueden relacionar con la cinemática Galáctica a gran escala de la siguiente manera: Introducimos las coordenadas Galácticas cilíndricas  $(R, \theta, \xi)$ . El origen de este sistema está en el centro Galáctico, el eje  $\xi$  coincide con el eje de la rotación Galáctica,  $R$  es la distancia al eje  $\xi$ ,  $\theta$  es el ángulo azimutal medido en el sentido

## §2.1. APROXIMACIÓN LINEAL AL CAMPO DE VELOCIDAD LOCAL 31

de la rotación. En este marco de referencia, las componentes de la velocidad se denotan  $(\Pi, \Theta, Z)$ . Las coordenadas rectangulares  $(x, y, z)$  y las coordenadas cilíndricas  $(R, \theta, \xi)$  se relacionan por:

$$\begin{aligned} x &= -(R - R_{\odot}) \\ y &= R\theta \\ z &= \xi. \end{aligned} \tag{2.11}$$

En la vecindad solar,  $\theta$  es un ángulo pequeño de forma que la segunda ecuación se puede reescribir  $y = R \sin \theta$ . La relación entre las velocidades en los dos marcos de referencia es:

$$\begin{aligned} u + U_{\odot} &= -\Pi + \Theta\theta \\ v + V_{\odot} &= \Theta + \Pi\theta \\ w + W_{\odot} &= Z \end{aligned} \tag{2.12}$$

Haciendo estos cambios y evaluando las constantes de interés, obtenemos  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$ ,  $E'$ ,  $K'$  y  $K''$  en términos de  $\Pi$ ,  $\Theta$ ,  $Z$  (el detalle de los cálculos puede consultarse en el [Apéndice A](#)).

$$\begin{aligned} A' &= \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{R} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} - \frac{\Theta}{R} - \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{\odot}, & B' &= \frac{1}{2} \left( -\frac{\partial \Theta}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} - \frac{\Theta}{R} \right)_{\odot}, \\ C' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} - \frac{\Pi}{R} \right)_{\odot}, & D' &= \left( \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \frac{1}{R} \frac{\partial Z}{\partial \theta} \right)_{\odot}, \\ E' &= \left( -\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} - \frac{\partial Z}{\partial R} \right)_{\odot}, & K' &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Pi}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} + \frac{\Pi}{R} \right)_{\odot}, \\ K'' &= \left( \frac{\partial Z}{\partial \xi} \right)_{\odot} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Usualmente las cantidades que se miden son la velocidad radial que se determina por las líneas espectrales, y las velocidades transversales  $V_{\ell}$  y  $V_b$  que se obtienen de los movimientos propios (suponiendo que las distancias se determinaron por algún método confiable).

### §2.1.2. Caso de la rotación diferencial pura

A primera aproximación, el disco Galáctico rota de manera diferencial (una situación conocida como el modelo de Lindblad-Oort). Esto implica algunos criterios de simetría



que nos ayudan a disminuir el número de constantes en 2.13. Específicamente en el caso ideal de rotación Galáctica diferencial pura con simetría axial, podemos suponer que:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv \frac{\partial}{\partial \xi} \equiv 0, \quad (2.14)$$

$$\Pi \equiv Z \equiv 0.$$

En este caso, las constantes en 2.13 se reducen a

$$\begin{aligned} C' &= D' = E' = K' = K'' = 0 \\ A' &= A_c = \frac{1}{2} \left( \frac{\Theta}{R} - \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{\odot} \\ B' &= B_c = \frac{1}{2} \left( -\frac{\Theta}{R} - \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{\odot} \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde el sufijo  $c$  indica movimiento circular, y  $A_c$  y  $B_c$  son las constantes de Oort. La velocidad angular de rotación  $\omega_{\odot}$  esta dada por:

$$\omega_{\odot} = \frac{\Theta_{\odot}}{R_{\odot}} = A_c - B_c \quad (2.16)$$

Es interesante mencionar los valores de las variables dinámicas que describen la rotación Galáctica, recordando que dichos valores tienen incertidumbres sustanciales. Empezaremos por mencionar los valores *tradicionales*. Según la recomendación de la Unión Astronómica Internacional (IAU) la distancia del centro de la Galaxia al Sol es  $R_{\odot} = 8.5$  kpc y la velocidad circular de rotación es  $\theta_{\odot} = 220$  km s<sup>-1</sup>. El movimiento solar por su parte es normalmente tomado igual a 20 km s<sup>-1</sup> en la dirección  $\alpha = 19^h$ ,  $\delta = 30^\circ$  (en el equinoccio de 1900;  $\ell_{\odot} = 55.^\circ 7$ ,  $b_{\odot} = +23.^\circ 2$ ). Finalmente las constantes  $A_c$  y  $B_c$  de Oort fueron determinadas por Kerr & Lynden-Bell (1986b,a) quienes obtienen los siguientes valores medios:

$$\begin{aligned} A_c &= 14.5 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \text{ a partir de velocidades radiales} \\ A_c &= 14.4 \pm 2.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \text{ a partir de movimientos propios} \\ B_c &= -12.0 \pm 2.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \text{ a partir de movimientos propios} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Hay una prueba interna de los valores obtenidos. De la ecuación 2.16 podemos calcular:

## §2.1. APROXIMACIÓN LINEAL AL CAMPO DE VELOCIDAD LOCAL 33

$$\omega_{\odot} = \frac{\Theta_{\odot}}{R_{\odot}} = 25.9 \pm 2.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}, \quad (2.18)$$

mientras que de los valores medidos de las constantes de Oort (2.17) obtenemos:

$$\omega_{\odot} = A_c - B_c = 26.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}. \quad (2.19)$$

Hay valores más modernos para todos estos parámetros Galácticos. Por un lado, Hipparcos permitió redeterminar las constantes de Oort (Feast & Whitelock, 1997):  $A_c = 14.82 \pm 0.84 \text{ km s}^{-1}$  y  $B_c = -12.37 \pm 0.64 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Además, Reid et al. (2014) obtuvieron  $R_{\odot} = 8.34 \pm 0.16 \text{ kpc}$  y  $\Theta_{\odot} = 240 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ . También sugieren un valor diferente para el movimiento Solar, que confirmaron Schönrich et al. (2010). En el sistema de coordenadas rectangulares  $(x, y, z)$  que se definió anteriormente, el movimiento Solar determinado por Schönrich et al. es:

$$\begin{aligned} u_{\odot} &= 11.1_{-0.75}^{+0.69} \text{ km s}^{-1} \\ v_{\odot} &= 12.24_{-0.47}^{+0.47} \text{ km s}^{-1} \\ w_{\odot} &= 7.25_{-0.36}^{+0.37} \text{ km s}^{-1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Estos valores del movimiento del Sol no son significativamente diferentes del movimiento solar promedio medido usando las nubes de HI cercanas en emisión y en absorción (Takakubo, 1967; Belfort & Crovisier, 1984).

También se ha discutido la posibilidad de tener una componente adicional en el sistema local de reposo (LSR por sus siglas en inglés) que apunta hacia el exterior con un valor de 4 a  $10 \text{ km s}^{-1}$  (Shuter, 1982; Yuan, 1983; entre otros). Sobre esto mismo, Blitz & Spergel (1991) usando observaciones de HI encontraron que se necesitaba un movimiento radial hacia el exterior de  $\sim 14 \text{ km s}^{-1}$  del sistema local de reposo con respecto a las nubes de HI distantes cercanas al centro Galáctico. La explicación natural para esto es que las órbitas galácticas no son circulares sino elípticas alrededor del centro Galáctico y que, localmente, la velocidad en la órbita decrece conforme la distancia al centro Galáctico aumenta. Esto

visto de manera local implicaría que el movimiento hacia afuera que se detecta del gas disminuye conforme disminuye la distancia al Sol. Es decir es más evidente en objetos más alejados del Sol.

Las ecuaciones 2.7, 2.8 y 2.9 están definidas para regiones donde el campo de velocidades es continuo. Esto implica que dos grupos distintos de estrellas con diferente cinemática definen constantes Galácticas distintas, aún si los dos grupos coexisten espacialmente.

## §2.2. Evidencias de movimientos peculiares

Como ya se dijo anteriormente, el cinturón de Gould se distingue por su orientación espacial con respecto al plano Galáctico y por la distribución aparente de sus estrellas. Es importante reconocer que no es posible identificar estrellas individuales como miembros del cinturón de Gould con base solamente en su tipo espectral. Para esto, es necesario considerar otras propiedades, como por ejemplo la cinemática o la edad de las estrellas.

La cinemática de las estrellas tempranas cercanas (i.e. las estrellas del cinturón de Gould) muestra una clara desviación del modelo estacionario de rotación diferencial de la Galaxia (modelo de Oort-Lindblad que describimos en la sección anterior). Analizar los movimientos de estas estrellas nos puede ayudar a saber si en verdad el cinturón de Gould se está expandiendo y si podemos asignarle una sola edad cinemática al conjunto.

Las evidencias que se tienen de movimientos estelares peculiares sistemáticos en las estrellas del cinturón de Gould pueden ser interpretadas en el marco teórico del modelo de Blaauw que se presentará a continuación. Este modelo describe la expansión de un grupo de estrellas sujetas a la rotación Galáctica y representa una generalización del modelo de Oort-Lindblad.

## §2.3. El modelo de Blaauw

Las estrellas jóvenes se forman principalmente en cúmulos densos. En consecuencia, es importante entender la evolución temporal y la dispersión de dichos cúmulos en su entorno Galáctico. Blaauw (1946, 1952) estudió la expansión, desde un centro común, de un sistema

estelar localizado en el plano Galáctico, tomando en cuenta la rotación diferencial de la Galaxia. Lo hizo para una región dentro de 2000 pc del Sol ya que las constantes de Oort en esta región están mejor determinadas. Para esta descripción, usó un sistema de coordenadas  $(\xi, \eta)$  centradas en el centro E de la expansión. Blaauw supuso que el centro de expansión E está animado de un movimiento circular alrededor del centro Galáctico al que nombró C. El punto E está a una distancia  $R \sim R_{\odot}$  del centro Galáctico y su velocidad angular es  $\omega \sim \omega_{\odot}$ . El eje  $\xi$  apunta en dirección opuesta al centro Galáctico y el eje  $\eta$  es perpendicular a  $\xi$  y crece positivamente en la dirección de la rotación Galáctica. Hay que notar que la dirección en la que apunta  $\xi$  es opuesta a la dirección del eje  $x$  en el sistema de coordenadas que se definió en la sección 2.1.1.

En el tiempo  $t = 0$  el grupo de estrellas originalmente en E empieza a expandirse en diferentes direcciones  $\phi$  con una velocidad inicial  $s_0$ . El ángulo  $\phi$  esta medido desde el eje  $\eta$  hacia  $\xi$ . En estas condiciones y utilizando la teoría de los epiciclos de Lindblad (1927), Blaauw mostró que la trayectoria se puede expresar como:

$$\xi = \frac{s_0}{\chi} \sin \phi \sin \chi t + \frac{2\omega}{\chi^2} s_0 \cos \phi (1 - \cos \chi t) \tag{2.21}$$

$$\eta = -\frac{2\omega s_0 \sin \phi}{\chi^2} (1 - \cos \chi t) + \frac{4\omega s_0 \cos \phi}{\chi^2} \left( \frac{\omega}{\chi} \sin \chi t - A_c t \right)$$

donde:

$$\omega \equiv A_c - B_c; \quad \chi^2 \equiv -4B_c(A_c - B_c). \tag{2.22}$$

Cabe resaltar que este resultado es válido solamente si  $\xi$  y  $\eta$  son pequeñas comparadas con la distancia  $R_{\odot}$ .

Blaauw usó los siguientes parámetros:

$$s_0 = 1 \text{ km s}^{-1}; \quad A_c = 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}; \quad B_c = -7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \tag{2.23}$$

Estos valores de  $A_c$  y  $B_c$  corresponden a las mejores determinaciones de las constantes de Oort en la epoca de Blaauw. Usando parámetros más recientes,

$$A_c = 16.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}; \quad B_c = -12.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \quad (2.24)$$

se hizo el mismo ejercicio para observar si los parámetros son comparables a la extensión medida actualmente del cinturón de Gould (Stepanishchev & Bobylev, 2013).

Lesh (1968) presentó nuevos datos observacionales de casi 500 estrellas, que parecían buenas candidatas a pertenecer al cinturón de Gould. La mayoría son de tipo espectral B5 o más temprano, tienen magnitudes en el visible  $m_v \leq 6.5$ , y su declinación  $\delta \geq -20^\circ$ . Lesh (1968) desarrolló una forma más flexible de las ecuaciones de expansión en la que no necesitaba la velocidad inicial  $s_0$ , lo que le permitió determinar mejor la edad  $\tau$ . Primero derivó las ecuaciones 2.21 relativamente al tiempo:

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} = \dot{\xi} &= s_0 \sin \phi \cos \chi t + \frac{2\omega s_0 \cos \phi}{\chi} \sin \chi t; \\ \frac{d\eta}{dt} = \dot{\eta} &= -\frac{2\omega s_0 \sin \phi}{\chi} \sin \chi t + \frac{4\omega s_0}{\chi^2} \cos \phi (\omega \cos \chi t - A_c) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Luego, Lesh (1968) definió nuevas variables:

$$X = \xi; \quad Y = \eta; \quad y \quad U = \dot{\xi} - \omega\eta; \quad V = \dot{\eta} + \omega\xi \quad (2.26)$$

entonces:

$$U = \frac{\partial U}{\partial X} X + \frac{\partial U}{\partial Y} Y; \quad V = \frac{\partial V}{\partial X} X + \frac{\partial V}{\partial Y} Y \quad (2.27)$$

y resolviendo para  $\phi$ ,

$$\begin{aligned} \sin \phi &= \frac{1}{\Delta} \left[ \frac{2\xi}{s_0} \left( \frac{\omega}{\xi} \sin \chi t - A_c t \right) - \frac{\eta}{s_0} (1 - \cos \xi t) \right]; \\ \cos \phi &= \frac{1}{\Delta} \left[ \frac{\chi}{2\omega s_0} \eta \sin \chi t + \frac{\xi}{s_0} (1 - \cos \chi t) \right] \end{aligned} \quad (2.28)$$

donde:

$$\Delta = -\frac{1}{B_c} \left( 1 - \cos \chi t - \frac{\chi}{2\omega} A_c t \sin \chi t \right).$$

Sustituyendo se encuentra:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial X} &= \frac{2}{\Delta} \left( \frac{\omega}{\chi} \sin \chi t + A_c \cos \chi t \right); \\ \frac{\partial U}{\partial Y} &= \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{1}{\Delta} (1 - \cos \chi t) - \omega; \\ \frac{\partial V}{\partial Y} &= -\frac{2B_c}{\Delta \chi} \sin \chi t.\end{aligned}\tag{2.29}$$

Es deseable eliminar cualquier presunción de distribución de velocidad inicial en un grupo, ya que estos no necesariamente se expanden isotrópicamente. Por eso, Lesh (1968) definió los gradientes de velocidad en terminos de constantes arbitrarias:

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\alpha}{\epsilon}; \quad \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\beta}{\epsilon} - (A_c - B_c); \quad \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\delta}{\epsilon}.\tag{2.30}$$

Los gradientes definidos por estas ecuaciones tienen la importante propiedad de ser independientes de las coordenadas (X,Y). Tienen valores universales a lo largo del grupo en expansión, dependiendo únicamente de su edad. Además son independientes de la distribución inicial de velocidades y por tanto de la distribución de densidad espacial del grupo, lo que permite obtener una buena estimación de la edad.

Lesh (1968) usó los valores de las constantes de Oort disponibles en su momento:  $A_c = +15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ,  $B_c = -10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , y calculó los gradientes de velocidad  $\frac{\partial U}{\partial X}$ ,  $\frac{\partial U}{\partial Y}$  y  $\frac{\partial V}{\partial Y}$  en función del tiempo.

Blaauw en 1946 mostró que las componentes de la velocidad de una estrella de campo (i.e. en una órbita circular alrededor del centro de la Galaxia) en coordenadas  $(\xi, \eta)$  son:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = -2\xi A_c\tag{2.31}$$

Lo que implica entonces que los gradientes de velocidad de una muestra de estrellas de campo (rotación diferencial pura) son:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial X} &= 0; & \frac{\partial U}{\partial Y} &= -(A_c - B_c) = -25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\ \frac{\partial V}{\partial X} &= -(A_c + B_c) = -5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}; & \frac{\partial V}{\partial Y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Esto es si suponemos que el movimiento en la dirección  $z$  está desacoplado del movimiento en el plano, o dicho de otra manera, si

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{\partial W}{\partial X} = \frac{\partial W}{\partial Y} = 0. \quad (2.33)$$

Dado que los gradientes son independientes de las coordenadas y de  $s_0$ , las constantes que aparecen en las ecuaciones (y que describen la expansión del grupo) solamente dependen de  $\tau$ , la edad cinemática del grupo, y de las constantes de Oort. Si se evalúan los términos de primer orden de los gradientes en la posición del Sol entonces no es necesario distinguir entre  $\frac{\partial U}{\partial X}, \dots, \frac{\partial V}{\partial Y}$  y  $\frac{\partial u}{\partial X}, \dots, \frac{\partial v}{\partial Y}$ , y las ecuaciones,

$$u = \frac{\partial U}{\partial X}X + \frac{\partial U}{\partial Y}Y + u_0; \quad v = \frac{\partial V}{\partial X}X + \frac{\partial V}{\partial Y}Y + v_0 \quad (2.34)$$

se pueden usar para ajustar las coordenadas espaciales observadas  $(x, y)$  así como las velocidades  $(u_0, v_0)$  de las estrellas del cinturón de Gould por mínimos cuadrados derivando los gradientes de velocidad y los términos  $(u_0, v_0)$ .

Si las estrellas de la muestra se expanden según las ecuaciones 2.22, los valores derivados por los cuatro gradientes de las ecuaciones 2.30 deben ser consistentes con un valor de  $\tau$  común.

Del trabajo de Lesh observamos que los términos divergentes  $\frac{\partial U}{\partial X}$  y  $\frac{\partial V}{\partial Y}$  son los indicadores más sensibles para la determinación de la edad en un grupo que se expande. Si las estrellas no se expanden y lo que observamos es simplemente la rotación diferencial, los términos de divergencia se anulan como en las ecuaciones

$$A' \sin 2\ell + C' \cos 2\ell = A \sin 2(\ell - \ell_0); \quad C' = D' = E' = K' = K'' = 0. \quad (2.35)$$

Tomando en cuenta la diferencia de signos  $x \rightarrow -x$  y  $u \rightarrow -u$  debido a la diferente orientación de los ejes  $x$  y  $\xi$ , obtenemos:

$$\frac{\partial U}{\partial X} = C' + K' \equiv 0; \quad \frac{\partial V}{\partial Y} = K' - C' \equiv 0; \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = -(A_c - B_c); \quad \frac{\partial V}{\partial X} = -(A_c + B_c).$$

Aunque muy extenso, el trabajo de Lesh no fue conclusivo. Siete de sus soluciones proveen una evidencia de expansión entre las estrellas cercanas tempranas (tipo espectral O y B) pero no encontró un único tiempo de expansión.

De los resultados de Lesh se aprecia la necesidad de observaciones con mejor precisión. Esto se puede ver claramente a partir de las ecuaciones de Blaauw (2.21), encontramos los valores “teóricos” para  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $K'$  definidos en la ecuación 2.10 y que se pueden apreciar en la figura 2.1:

$$A' = -\frac{1}{\Delta}(1 - \cos \chi t) + A_c - B_c; \quad B' = 0; \quad (2.37)$$

$$C' = \frac{A_c}{\chi \Delta}(\sin \chi t - \chi t \cos \chi t); \quad K' = \frac{A_c}{\chi \Delta} \left[ \left(1 - \frac{2B_c}{A_c}\right) \sin \chi t + \chi t \cos \chi t \right]$$

donde  $\Delta$  se definió en la ecuación 2.28.

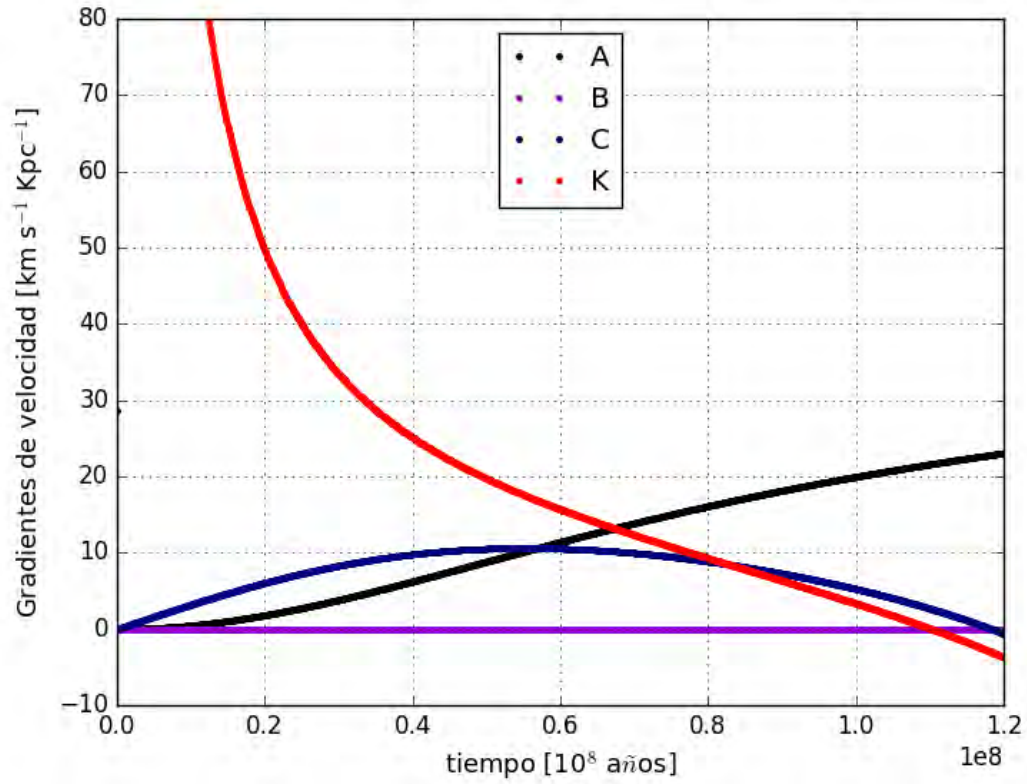
Si graficamos las ecuaciones 2.37 usando  $A_c = 14.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ,  $B_c = -12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , se puede observar que los parámetros  $A'$ ,  $C'$ , y  $K'$  son muy parecido con incertidumbres relativamente pequeñas que van de 60 – 80 millones de años y de 10 – 15  $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ .

Por otro lado, para objetos que se expanden en el plano galáctico ( $b = 0^\circ$ ), el gradiente de la velocidad radial se reduce a la ecuación 2.29

$$\frac{dV_{rad}}{dr} = A' \sin 2\ell + C' \cos 2\ell + K' \quad (2.38)$$

que no depende de la distribución de velocidad inicial sino solo del tiempo  $t$  desde que la





**Figura 2.1:** En esta figura se pueden apreciar los parámetros cinemáticos como función del tiempo según el modelo de Blaauw para un grupo de estrellas que se expanden uniformemente en el plano Galáctico.

expansión inició. Si reemplazamos  $A'$ ,  $C'$  y  $K'$  por los valores predichos en 2.37, podemos comparar los resultados de Westin (1985) y Lindblad et al. (1983).

### §2.3.1. Estudios empíricos de la cinemática estelar en la vecindad solar.

Para poner a prueba empíricamente los modelos de Blaauw y Lesh, es importante estimar el valor de las constantes dinámicas  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  y  $K'$ . Varios autores lo han intentado. Antes de describir estos trabajos, es importante mencionar el siguiente punto. De las ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.10 se puede ver que  $A'$ ,  $C'$  y  $K'$  se pueden obtener tanto de los movimientos propios como de las velocidades radiales mientras que  $B'$  solo se puede obtener de los movimientos propios.

Fricke & Tsioumis (1975) usaron velocidades radiales y movimientos propios de 70 estrellas del cinturón de Gould y otras 133 de Lesh con distancias entre  $70 \leq r \leq 300$  pc y tipo espectral O-B8 pero sus resultados no fueron concluyentes. Xu (1993) usó estrellas (de tipo espectral O-B2) que aparecieron en el trabajo de Fricke & Tsioumis (1975), y consideró el mismo rango de distancias. Encontró, primero, que dichas estrellas están inclinadas  $19^\circ$  relativamente al plano Galáctico dentro de los primeros 70–300 pc, pero solamente  $8^\circ$  en los siguientes 300–1300 pc. Asimismo, encontró diferencias cinemáticas notables entre las dos muestras.

Un análisis importante del espacio de velocidades para las estrellas O-B5 de la vecindad solar fue hecho por Frogel & Stothers (1977). Estos autores usaron datos observacionales como posición, velocidad radial y movimientos propios para casi 900 estrellas O-B5 dentro de los 800 pc del Sol. Separaron las estrellas en dos grupos: los “posibles miembros del cinturón de Gould” y, por otro lado los “posibles miembros del disco Galáctico”. Esta clasificación se basaba solamente en la posición de las estrellas. Posteriormente estos grupos se subdividieron bajo criterios espectroscópicos. Las ecuaciones que describían el movimiento eran una versión más simple de las detalladas en este mismo capítulo (ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.10). Usaron  $A' = 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  sin componentes de velocidad en la dirección  $z$ , pero con un término  $K$  apreciable.

De la ecuación 2.8 si  $C' = D' = E' = K'' = 0$  las ecuaciones resultantes para  $B'$  y  $K$

y los parámetros del movimiento solar  $s_{\odot}$ ,  $\ell_{\odot}$  y  $b_{\odot}$  se estimaron por ajuste de mínimos cuadrados y así se obtuvieron los siguientes resultados:

1. Con respecto a los valores derivados para  $s_{\odot}$ ,  $\ell_{\odot}$  y  $b_{\odot}$  parece no haber una diferencia significativa entre el cinturón de Gould y el disco Galáctico
2. Los valores de  $B'$  que se derivaron para el cinturón de Gould parecen más negativos que los derivados para el disco Galáctico.
3. Hay evidencia clara de que  $K$  es mayor para el cinturón de Gould que para el disco Galáctico.

Del punto 2 y 3 se concluyó que esas diferencias son debidas a la peculiaridad cinemática del cinturón de Gould y estimaron una edad de expansión de  $\tau = 70$  millones de años independientemente de los movimientos verticales de las estrellas del cinturón de Gould. Suponiendo que tienen un origen común en el disco Galáctico, Frogel & Stothers (1977) determinaron una edad de 20 – 60 millones de años dependiendo del número de cruces en el disco Galáctico.

Una dificultad importante en los trabajos que mencionamos hasta ahora es determinar la membresía de las estrellas al cinturón de Gould (y separarlas del disco Galáctico). Es un problema particularmente serio en donde las dos estructuras se cruzan ya que en esta región, estrellas de las dos estructuras co-existen espacialmente.

Para 1985, estos resultados fueron replicados y mejorados usando  $\sim 2500$  estrellas locales de tipo A y B de las que se derivó una edad estelar menor a 50 millones de años; se confirmó también la inclinación del cinturón de Gould.

Westin (1985) tomó en cuenta estrellas brillantes de tipo espectral O-A0 para determinar sus edades individuales usando el modelo de Hejlesen (1980) y Lindroos (1980) usando fotometría de cuatro colores y  $H\beta$  (fotometría de Strömgren). Asimismo, uso las velocidades radiales y los movimientos propios en los catálogos (en especial el FK4). Los errores típicos de estos datos eran de  $\leq 5 \text{ km s}^{-1}$  en velocidades radiales y  $2-3 \text{ km s}^{-1}$  para los movimientos propios hasta una distancia de 250 pc. Westin determinó con precisión la extinción por polvo y estimó los errores en la edad y distancia usando los mejores datos disponibles y

evitando en lo posible errores sistemáticos.

Obtuvo, además, excesos de color, magnitudes absolutas, distancias al Sol, temperaturas efectivas  $T_{eff}$  y diferencias bolométricas para más de 1500 estrellas brillantes cercanas y para 500 estrellas más débiles en diferentes direcciones Galácticas.

Para determinar los parámetros de rotación Galáctica y la posible edad de expansión, dividió las estrellas en grupos para estudiar sus propiedades cinemáticas y distribución espacial, encontró que las estrellas brillantes de  $\leq 20$  millones de años tienen una inclinación es  $\sim 4^\circ$  mientras que las estrellas brillantes de más de 60 millones de años no muestran inclinación sino una distribución simétrica en el disco Galáctico.

También reportó un cambio abrupto en la distribución de las estrellas jóvenes a los 250 pc en dirección al centro Galáctico y a 450 pc en dirección opuesta al centro Galáctico. Esto se interpretó como como la extensión del sistema local de estrellas jóvenes en la dirección  $x$ . Para la dirección  $y$  los límites iban de +500 pc a  $-700$  pc. Del análisis cinemático planteó que no hay dependencia en  $z$  por tanto no hay componentes en  $z$  ni gradientes de velocidad en  $z$   $\partial/\partial z = 0$ .

En las ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.10, esto implica  $D' = E' = K' = 0$  y resolviendo por ajuste de mínimos cuadrados para las constantes  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  y  $K'$  obtuvo cuatro diferentes edades para el grupo:  $\tau_1 < 20$  millones de años,  $\tau_2 < 30$  millones de años,  $\tau_3 = 30 - 60$  millones de años y  $\tau_4 > 60$  millones de años. Los resultados para el movimiento solar son consistentes con los anteriores presentados por Frogel & Stothers (1977). Sin embargo las constantes calculadas para cada grupo de edad difieren bastante.

Westin (1985) encontró que para las estrellas más viejas ( $> 60$  millones de años) los valores de  $A'$  y  $B'$  eran muy parecidos a los valores de  $A_c$ ,  $B_c$ , mientras que los valores de  $C'$  y  $K'$  son diferentes de cero.

Por otro lado el grupo de estrellas, con edad menor que  $< 30$  millones de años presenta grandes desviaciones de la rotación diferencial circular. En particular,  $K'$  es significativamente positiva lo que implica una expansión. Esto indica que el movimiento de las estrellas con menor edad en el cinturón de Gould implican expansión. Las estrellas jóvenes que no

pertenecen al cinturón de Gould tienen una cinemática que no difiere significativamente de las estrellas viejas.

Para probar que el cinturón de Gould tiene un origen común, Westin (1985) consideró el gradiente de velocidad radial en el plano Galáctico como función de  $\ell$ . Esto lo llevó a encontrar varias discontinuidades en el gradiente de velocidades de las estrellas más jóvenes que 30 millones de años en las orillas del cinturón de Gould. Con esto, Westin confirmó los resultados de Lesh: No se puede determinar una única edad de expansión definida por las estrellas jóvenes del cinturón de Gould con el modelo simple de expansión.

Estos resultados fueron confirmados por Comerón, Torra y Gómez en 1994 ahora con una muestra de 3607 estrellas con velocidades radiales y movimientos propios medidos. Dividieron su muestra usando criterios de tipo espectral y de distancia. No se determinaron edades para estrellas individuales y no se consideró el movimiento en  $z$ . Los parámetros  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $K'$  y el movimiento solar se ajustaron según el proceso descrito anteriormente. No encontraron diferencias singnificativas en el movimiento solar entre las submuestras, solo un ligero incremento de  $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$  entre el grupo de las O-B5.5 y las B6-A0.

Confirmaron también la tendencia de  $A'$  hacia los valores menores que los presentados en 2.37. Las mayores desviaciones de la rotación diferencial se encuentran en las estrellas cercanas de tipo temprano que presentan un valor positivo y significativo de  $K'$ .

Algo por demás interesante que presentaron Comeron et al. (1994) fue el campo de velocidades residuales,

$$\begin{aligned} u_{res} &= r[(C' + K') \cos \ell + (A' - A_c - B' + B_c) \sin \ell] \\ v_{res} &= r[(A' - A_c + B' - B_c) \cos \ell + (K' - C') \sin \ell] \end{aligned} \quad (2.39)$$

que mide la resta entre las velocidades determinadas por la ecuación 2.4 y aquellas que corresponden solamente al movimiento debido al Sol y a la rotación diferencial pura. Se consideró una submuestra de 449 estrellas O-B5.5 dentro de 400 pc del Sol y para las que  $C' \cong 0$ ,  $(B' - B_c) \cong 0$ ,  $(A' - A_c) \cong -4.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ,  $K' \cong 6.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  y  $r = 270 \text{ pc}$ .

Por otra parte, se calculó un campo de velocidades residuales promedio para estas estrellas

ajustando para  $\ell$  con una serie de Fourier.

Estos campos residuales no corresponden al modelo de Blaauw. De acuerdo con Comerón & Torra (1994b) el campo de velocidades residuales real que calcularon muestra una expansión a lo largo de la línea orientada en la dirección  $\ell = 45^\circ - 225^\circ$ , que es consistente con el modelo de Comerón (1992) y Comerón & Torra (1994b) sobre el origen del cinturón de Gould.

El modelo está basado en los efectos debidos a las compresiones del gas generadas por una nube de alta velocidad en colisión con el disco Galáctico. De cualquier modo no está claro qué tan significativas son las diferencias en el campo de velocidades residuales calculado dadas las grandes incertidumbres en los datos y la aproximación  $r = 270$  pc.

## §2.4. Conclusiones

En este capítulo, examinamos los efectos cinemáticos que resultan de un movimiento expansivo como el que se espera para el cinturón de Gould tanto en el modelo que atribuye su origen a una explosión, como en el modelo alternativo que invoca el impacto de una nube de alta velocidad. El efecto de estos movimientos expansivos es que además de las constantes  $A_c$  y  $B_c$  de Oort que describen la rotación diferencial del disco Galáctico, aparecen otras constantes dinámicas. Una de ellas  $K'$  es particularmente importante para caracterizar el movimiento de expansión.

Presentamos también trabajos que intentan determinar los valores de estas constantes dinámicas adicionales (particularmente el valor de  $K'$ ) usando observaciones de velocidades radiales y de movimientos propios de estrellas jóvenes cercanas. Existen indicios fuertes que sugieren un valor diferente de cero y positivo de  $K'$  (lo que indicaría un movimiento de expansión en el cinturón de Gould). Sin embargo, quedan incertidumbres grandes sobre estos resultados. Esto se debe, primero, a la falta de movimientos propios suficientemente precisos para estrellas jóvenes cercanas. En segundo lugar, estas incertidumbres resultan de que el movimiento expansivo en el cinturón de Gould no se puede describir como una expansión simple. Además de su expansión global, el cinturón de Gould muestra centros secundarios de expansión que muy probablemente se deban a explosiones de supernovas que ocurrieron durante la evolución del cinturón. Para resolver este segundo punto, hay

que considerar cuidadosamente cada región en el cinturón de Gould.

En esta tesis, intentaremos contribuir al estudio del origen del cinturón de Gould mediante la determinación y análisis de movimientos propios precisos en las regiones de Tauro y Ofiuco. Con estos movimientos, estudiaremos en movimiento relativo de estas dos regiones en el contexto del cinturón de Gould.

## Capítulo 3

# Movimientos propios internos y relativos de Tauro y Ofiuco.

En los dos capítulos anteriores, describimos las propiedades del cinturón de Gould insistiendo (sobre todo en el capítulo 2) en la necesidad de ampliar la muestra de estrellas jóvenes con movimientos propios medidos precisamente. Esto es particularmente importante para las estrellas muy jóvenes asociadas a las nubes moleculares cercanas que pertenecen al cinturón de Gould.

Hay muy pocos movimientos propios medidos para este tipo de objetos, ya que observaciones en el óptico de estrellas muy embebidas en su nube de origen son difíciles. Afortunadamente, estrellas muy jóvenes (con edades menores que unos cuantos millones de años) suelen ser fuentes de radio. En consecuencia, observaciones obtenidas a múltiples épocas con radiointerferómetros pueden proveer movimientos propios medidos con alta precisión.

En este capítulo (que fue publicado en forma de artículo en el *Astrophysical Journal* Rivera et al. (2015)), buscamos demostrar como movimientos propios obtenidos a partir de observaciones radiointerferométricas, y combinados con velocidades radiales, pueden constreñir tanto el movimiento interno de regiones de formación estelar, como el movimiento relativo entre regiones de formación estelar pertenecientes al cinturón de Gould. Para esto, nos basaremos exclusivamente en movimientos propios y velocidades radiales publicados en la literatura, y nos enfocaremos en las regiones de Tauro y Ofiuco.



En el caso de Tauro, no encontramos evidencia de expansión o de contracción, pero sí una clara evidencia de una rotación global, resultando en gradientes de velocidad del orden de  $0.1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$  a través de la región. En el caso de Ofiuco, que es una región más compacta que Tauro, los datos existentes no permiten la determinación de su cinemática interna. Más datos serán necesarios para mejorar esta situación.

Tauro y Ofiuco tienen un movimiento total relativo al sistema local de reposo del orden de  $5 \text{ km s}^{-1}$ . Estas velocidades son muy parecidas en magnitud y casi exactamente opuestas en dirección. Esto implica que hace 20 o 25 millones de años, estos dos complejos podrían haber estado muy cerca el uno del otro, lo sugiere fuertemente un origen común y que posiblemente esté relacionado con el origen de todo el cinturón de Gould.

## INTERNAL AND RELATIVE MOTIONS OF THE TAURUS AND OPHIUCHUS STAR-FORMING REGIONS

JUANA L. RIVERA<sup>1</sup>, LAURENT LOINARD<sup>1</sup>, SERGIO A. DZIB<sup>2</sup>, GISELA N. ORTIZ-LEÓN<sup>1</sup>, LUIS F. RODRÍGUEZ<sup>1</sup>, AND ROSA M. TORRES<sup>3</sup><sup>1</sup>Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México,Apartado Postal 3-72, 58090, Morelia, Michoacán, México; [j.rivera@crya.unam.mx](mailto:j.rivera@crya.unam.mx)<sup>2</sup>Max Planck Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany<sup>3</sup>Centro Universitario de Tonalá, Universidad de Guadalajara, Avenida Nuevo Periférico No. 555, Ejido San José Tatepozco, CP 48525, Tonalá, Jalisco, Mexico

Received 2015 April 15; accepted 2015 May 28; published 2015 July 7

## ABSTRACT

We investigate the internal and relative motions of the Taurus and Ophiuchus star-forming regions using a sample of young stars with accurately measured radial velocities and proper motions. We find no evidence for expansion or contraction of the Taurus complex, but a clear indication of global rotation, resulting in velocity gradients of the order of  $0.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  across the region. In the case of Ophiuchus, more data are needed to reliably establish its internal kinematics. Both Taurus and Ophiuchus, have a bulk motion relative to the LSR (i.e., a non-zero mean peculiar velocity) of the order of  $5 \text{ km s}^{-1}$ . Interestingly, these velocities are roughly equal in magnitude, but nearly exactly opposite in direction. Moving back in time, we find that Taurus and Ophiuchus must have been very near each other 20–25 Myr ago. This suggests a common origin, possibly related to that of Gould’s Belt.

*Key words:* astrometry – ISM: kinematics and dynamics – stars: formation – techniques: interferometric – techniques: radial velocities

## 1. INTRODUCTION

Ophiuchus (at 120 pc; Loinard et al. 2008) and Taurus (at 130–160 pc; Loinard et al. 2007; Torres et al. 2007, 2009, 2012) are two of the nearest star-forming regions (see Kenyon et al. 2008; Wilking et al. 2008, for recent reviews). They have both been instrumental in the emergence of our current understanding of low-mass star-formation (Shu et al. 1987), and have been studied extensively at virtually all wavelengths. For instance, there are extensive surveys of Taurus in X-rays by Güdel et al. (2007), optical by Briceño et al. (1993, 1999), near-infrared by Duchêne et al. (2004), submillimeter by Andrews & Williams (2005), and radio by Dzib et al. (2015). Similarly, in Ophiuchus, large-scale observations were obtained in X-rays (Gagné et al. 2004; Ozawa et al. 2005), near-infrared (Haisch et al. 2002; Duchêne et al. 2004), submillimeter (Motte et al. 1998; Johnstone et al. 2004), and radio (Dzib et al. 2013). More recently, both regions have been targeted by the *Spitzer Space Telescope* (e.g., Padgett et al. 2008; Rebull et al. 2010) and the *Herschel Space Observatory* (<http://www.herschel.fr/cea/gouldbelt/en/>). The distance to both regions is known very accurately thanks to recent trigonometric parallax measurements obtained from radio Very Long Baseline Interferometry (VLBI) observations (Loinard et al. 2007, 2008; Torres et al. 2007, 2009, 2012). In the case of Taurus, the accuracy of these VLBI measurements is sufficient to characterize the depth of the complex and crudely reconstruct its three-dimensional (3D) structure (Torres et al. 2007, 2009, 2012).

The proximity of these two regions enables the detection of intrinsically faint sources (e.g., substellar objects) and ensures high linear spatial resolution. It also facilitates the accurate determination of proper motions, since for a given space velocity, the amplitude of the angular displacement diminishes linearly with distance. We will exploit this latter property here to derive the 3D velocity vector for a sample of young stellar objects distributed across each of the regions. This will be achieved by combining radial velocity measurements from

optical and near-infrared spectroscopy, with proper motions derived from multi-epoch radio interferometric observations—supplemented, of course, by the accurate distances mentioned earlier to perform the conversion from angular to space velocity. Both conventional interferometers such as NRAO’s Very Large Array (VLA) and long baseline interferometers (e.g., NRAO’s Very Long Baseline Array; VLBA) can be used to obtain accurate proper motions. Examples of VLA measurements are shown in Loinard et al. (2003) and Chandler et al. (2005), while examples of VLBA results can be found in Torres et al. (2007).

In the present paper, we will collect existing radial velocity and radio proper motion measurements available in the literature for young stars in Taurus and Ophiuchus, and combine them to construct the 3D velocity vectors for roughly a dozen young stellar systems in Taurus and Ophiuchus. These results will be used to analyze the internal and relative kinematics of the Taurus and Ophiuchus star-forming regions.

## 2. COMPILATION OF RADIAL VELOCITIES AND PROPER MOTION MEASUREMENTS

Two important technical points must be noted at the outset. The first is that the proper motions measured using radio interferometers are, by construction, measured in a reference frame associated with the Solar System barycenter (e.g., Thompson et al. 2007). The second is relative to the conversion of radial velocities from the LSR to the heliocentric system. While the results of optical spectroscopy are usually reported in the heliocentric system, millimeter spectroscopic observations (that we will use for some of the sources) are often reported in the LSR system. For consistency with the proper motion measurements, we will express all radial velocities in the heliocentric system. The conversion from LSR to heliocentric involves the projection of the Sun motion along the line of sight. As we will see below, there is some on-going discussion about the true value of the Solar motion. However, as far as we know, all observatories use the same (fairly old) Solar motion

**Table 1**  
Observational Data

Source	$d$ (pc)	$\mu_\alpha \cos \delta$ (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu_\delta$ (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu_\ell \cos b$ (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu_b$ (mas yr <sup>-1</sup> )	$V_r$ (km s <sup>-1</sup> )
IRAS 16293–2422	120.0 ± 4.0	-16.2 ± 0.9	-7.0 ± 1.1	-15.85 ± 1.06	7.77 ± 1.1	-7.7 ± 1.9
YLW 15	120.0 ± 4.0	-1.4 ± 0.5	-20.8 ± 0.8	-16.55 ± 0.58	-12.68 ± 0.58	-6.5 ± 0.7
S1	120.0 ± 4.0	-3.88 ± 0.87	-31.55 ± 0.69	-26.25 ± 0.81	-17.95 ± 0.78	-6.7 ± 1.0
DoAr 21	120.0 ± 4.0	-26.47 ± 0.92	-28.23 ± 0.73	-38.69 ± 0.86	0.85 ± 0.84	-4.6 ± 3.3
Hubble 4	132.8 ± 0.5	+4.30 ± 0.05	-28.9 ± 0.3	23.95 ± 0.25	-16.75 ± 0.24	+18.0 ± 2.0
HDE 283572	128.5 ± 0.6	+8.88 ± 0.06	-26.6 ± 0.1	25.53 ± 0.09	-11.61 ± 0.09	+14.2 ± 1.0
HP Tau G2	161.2 ± 0.9	+13.90 ± 0.06	-15.6 ± 0.3	20.89 ± 0.25	0.74 ± 0.21	+16.6 ± 1.7
V 773 Tau	132.8 ± 2.3	+8.3 ± 0.5	-23.6 ± 0.5	22.72 ± 0.51	-10.48 ± 0.53	+16.32 ± 0.52
T Tau N	146.7 ± 0.6	+12.2 ± 0.6	-12.7 ± 0.6	17.59 ± 0.64	0.95 ± 0.63	+19.2 ± 0.4
L1551 IRS5	147.0 ± 5.0	+13.2 ± 1.6	-21.2 ± 2.5	24.78 ± 2.18	-3.12 ± 1.91	+18.3 ± 1.0
DG Tau (A+B)	150.0 ± 5.0	+6.8 ± 0.8	-19.1 ± 0.9	18.79 ± 0.91	-7.62 ± 0.91	+16.1 ± 1.0

**Note.** The proper motions in columns 3 and 4 are expressed in equatorial ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) coordinates, while those in columns 5 and 6 are in Galactic ( $\ell$ ,  $b$ ) coordinates.

determination, corresponding to +20 km s<sup>-1</sup> toward B1900 equatorial coordinates (18<sup>h</sup>; +30°) for the conversion from heliocentric to LSR velocities. This is the value that we will use to perform the conversion when radial velocities in the literature are expressed in the LSR frame.

### 2.1. Taurus

In the case of the Taurus complex, accurate proper motion measurements are available for seven young stellar systems: Hubble 4, HDE 283571, HP Tau G2, V773 Tau, T Tau, L 1551 IRS5, and DG Tau. We now briefly present and discuss each source individually, emphasizing the distance, proper motion, and radial velocity measurements. A summary of these parameters is provided in Table 1.

*Hubble 4* is a weak line T Tauri star of spectral type K7 located in the dark cloud Lynds 1495. Its trigonometric parallax ( $\varpi = 7.53 \pm 0.03$  mas, corresponding to  $132.8 \pm 0.5$  pc) and its proper motion ( $\mu_\alpha \cos \delta = 4.30 \pm 0.05$  mas yr<sup>-1</sup>;  $\mu_\delta = -28.9 \pm 0.3$  mas yr<sup>-1</sup>) have been measured using multi-epoch VLBA observations by Torres et al. (2007). Nguyen et al. (2012) find evidence that Hubble 4 may be an SB2 spectroscopic binary, and provide multi-epoch measurements of the radial velocities of each of the two stars. The average value for the radial velocity of the primary is +18.0 km s<sup>-1</sup> with a dispersion of order 1.0 km s<sup>-1</sup> (all expressed in the heliocentric system). This is reasonably consistent with the older measurement of  $+15.0 \pm 1.7$  km s<sup>-1</sup> by Hartmann et al. (1986). Conservatively, we will adopt  $+18.0 \pm 2.0$  km s<sup>-1</sup> for the radial velocity of Hubble 4.

*HDE 283572* (HIP 20388, V987 Tau) is a G2 star also located in the dark cloud Lynds 1495 with a VLBA parallax  $\varpi = 7.78 \pm 0.04$  mas ( $128.5 \pm 0.6$  pc; Torres et al. 2007). Its proper motion, also measured with the VLBA, is  $\mu_\alpha \cos \delta = 8.88 \pm 0.06$  mas yr<sup>-1</sup>;  $\mu_\delta = -26.6 \pm 0.1$  mas yr<sup>-1</sup> (Torres et al. 2007). Its (heliocentric) radial velocity was measured by Nguyen et al. (2012) to be  $+14.2 \pm 1.0$  km s<sup>-1</sup>. This is consistent with the value  $+15.0 \pm 1.5$  km s<sup>-1</sup> reported by Walter et al. (1988).

*HP Tau G2* (IRAS 04328–2248), together with the tight binary HP Tau G3, belongs to a hierarchical triple system located on the eastern edge of the Taurus complex. Its proper motion, from VLBA observations, is  $\mu_\alpha \cos \delta = 13.90 \pm 0.06$  mas yr<sup>-1</sup>,  $\mu_\delta = -15.6 \pm 0.3$  mas yr<sup>-1</sup> (Torres et al. 2009), and its VLBA parallax is  $\varpi = 6.20 \pm 0.03$  mas ( $161.2 \pm 0.9$  pc; Torres et al. 2009). Its radial velocity is  $+16.6 \pm 1.7$  km s<sup>-1</sup> according to Nguyen et al. (2012) and  $+17.7 \pm$

$1.8$  km s<sup>-1</sup> according to Walter et al. (1988). We will adopt the former of these two very consistent values.

*V773 Tau* is a well-studied quadruple system in the Lynds 1495 cloud, at  $132.8 \pm 2.3$  pc (Torres et al. 2012). The primary is a tight spectroscopic binary (Welty 1995) spatially resolved in VLBA observations (Boden et al. 2007; Torres et al. 2012). Its orbital motion has been very well characterized by Boden et al. (2007) and Torres et al. (2012) by combining spectroscopic and astrometric data. Two other young stars orbit that central binary (Duchêne et al. 2003; Boden et al. 2012). The orbit of the nearest of the two has recently been modeled by Boden et al. (2012). By combining the absolute positions of the primary provided by VLBA observations with the global orbit modeling of the system, Torres et al. (2012) estimated the proper motion of the system’s barycenter to be  $\mu_\alpha \cos \delta = 8.3 \pm 0.5$  mas yr<sup>-1</sup>;  $\mu_\delta = -23.6 \pm 0.5$  mas yr<sup>-1</sup>. The (heliocentric) radial velocity of the barycenter of the system was estimated by A. J. Boden (2015, private communication) to be  $+16.38 \pm 0.52$  km s<sup>-1</sup>.

*T Tau* is an extremely well-studied triple system located at  $147.6 \pm 0.6$  pc (Loinard et al. 2007). The optically visible and classical T Tauri star is orbited by an infrared companion (e.g., Duchêne et al. 2002) called T Tau S (the “original” T Tauri star has now been renamed T Tau N). T Tau S is itself a tight binary system where complex orbital motions have been detected in both the infrared and the radio (Loinard et al. 2003, 2007; Schaefer 2014). Since the separation between T Tau S and T Tau N is large (0.7 arcsec, corresponding to about 100 AU), the proper motion of T Tau N can reasonably be used as a proxy for the proper motion of the entire system. We adopt the value measured by Loinard et al. (2003):  $\mu_\alpha \cos \delta = 12.2 \pm 0.6$  mas yr<sup>-1</sup>,  $\mu_\delta = -12.7 \pm 0.6$  mas yr<sup>-1</sup>. The (heliocentric) radial velocity of T Tau N was measured to be  $+19.2 \pm 0.4$  km s<sup>-1</sup> by Nguyen et al. (2012). This is highly compatible with the older value of  $+19.1 \pm 1.2$  km s<sup>-1</sup> reported by Hartmann et al. (1986).

*L1551 IRS5* is a protostellar binary located in the eponymous dark cloud Lynds 1551 to the south–east of the Taurus complex. Given its proximity to T Tau, we will adopt a similar distance for Lynds 1551, albeit with an increased uncertainty:  $147 \pm 5$  pc. L1551 IRS5 is composed of two protostars separated by about 0.3 arcsec (about 45 AU), presumably in relative orbit. However, given the fairly large separation between the two protostars, the orbital motions are small. The absolute and relative astrometry of these sources has been studied with the VLA by Rodríguez et al. (2003). We will

adopt the average of the two proper motions as the proper motion for the system as a whole:  $\mu_{\alpha} \cos \delta = 13.2 \pm 1.6 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -21.2 \pm 2.5 \text{ mas yr}^{-1}$ . Fridlund et al. (2002) report on high spectral resolution observations of the circumbinary disk surrounding the VLA sources, from which a (LSR) value of  $+6.3 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  can be estimated for the systemic radial velocity. This corresponds to  $+18.3 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric frame.

*DG Tau and DG Tau B* are located near one another (they are separated by less than 1 arcmin), but they do not form a bound system. On the plane of the sky, they are located about mid-way between L1495 and HP Tau, so we will follow Rodríguez et al. (2012a) in adopting a distance of  $150 \pm 5 \text{ pc}$  (intermediate between 130 pc for L1495 and 160 pc for HP Tau). While DG Tau is a K6 classical T Tauri star, DG Tau B is a somewhat younger Class I protostar (Watson et al. 2004; Luhman et al. 2010). The proper motion of DG Tau measured with the VLA is  $\mu_{\alpha} \cos \delta = 7.5 \pm 0.9 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -19.0 \pm 0.9 \text{ mas yr}^{-1}$  (Rodríguez et al. 2012a). That of DG Tau B, on the other hand, is  $\mu_{\alpha} \cos \delta = 3.8 \pm 1.9 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -20.6 \pm 3.3 \text{ mas yr}^{-1}$  (Rodríguez et al. 2012b). These are very consistent with one another, and we will adopt their weighted mean for the proper motion of the DG Tau region:  $\mu_{\alpha} \cos \delta = 6.8 \pm 0.8 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -19.1 \pm 0.9 \text{ mas yr}^{-1}$ .

The (heliocentric) radial velocity of DG Tau was measured to be  $+15.4 \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$  by Nguyen et al. (2012) and  $\simeq 16.5 \text{ km s}^{-1}$  by Bacciotti et al. (2002). For DG Tau B, on the other hand, Zapata et al. (2015) find an LSR systemic velocity of  $+6.5 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$ . This corresponds to  $+16.3 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric system. These different measurements are highly consistent with each other, and we will adopt  $16.1 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  for the (heliocentric) radial velocity of the DG Tau region.

## 2.2. Ophiuchus

Accurate radio proper motions are available for four sources in Ophiuchus: IRAS 16293–2422, YLW 15, S1, and DoAr21. The latter two of these sources have measured VLBI parallaxes corresponding to a distance of  $120 \pm 4 \text{ pc}$  (Loinard et al. 2008). We will adopt this distance for all 4 sources, briefly discussing the specific case of IRAS 16293–2422 in its dedicated section.

IRAS 16293–2422 is a multiple Class 0 protostellar system located in the dark cloud Lynds 1689N. An estimate of the distance to IRAS 16293–2422 was provided by Imai et al. (2007), who used multi-epoch VLBI observations of water masers to obtain a direct measurement of the trigonometric parallax. They obtain  $\varpi = 5.6_{-0.5}^{+1.5} \text{ mas}$ , corresponding to  $d = 178_{-37}^{+18} \text{ pc}$ . However, more recent VLBA water measurements by S. Dzib (2015, private communication) are consistent with a shorter distance of the order of 120 pc, which is also the distance estimated by Loinard et al. (2008) for the Ophiuchus core. It is important to mention that water masers in low-mass star-forming regions are weak, highly variable, and have short active phases (e.g., Claussen et al. 1996; Desmurs et al. 2009). As a consequence, parallaxes obtained using water masers in low-mass star-forming regions are less reliable than those measured from continuum observations of magnetically active stars (such as S1 and DoAr21 as reported by Loinard et al. 2008). Thus, we will adopt 120 pc for the distance to IRAS 16293–2422.

Both the absolute and the relative proper motions of the three protostars in the IRAS 16293–2422 system have been measured using multi-epoch VLA observations by Chandler et al. (2005). Two of these protostars (A2 and B) share similar absolute proper motions, while the proper motion of the third object (A1) is significantly different. Following Loinard (2002) and Chandler et al. (2005), we adopt the mean proper motion of A2 and B for the proper motion of the system as a whole, and ascribe the different value measured for A1 to a significant contribution from its orbital motion. Thus, the proper motion adopted for IRAS 16293–2422 is  $\mu_{\alpha} \cos \delta = -16.2 \pm 0.9 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -7.0 \pm 1.1 \text{ mas yr}^{-1}$  (Chandler et al. 2005).

In interferometric millimeter wavelength observations, IRAS 16293–2422 is resolved into two cores: one containing the B protostar, and the other containing the A1 and A2 objects (Mundy et al. 1992). These two condensations have slightly different radial velocities (Jørgensen et al. 2011). Since protostar B is known from the proper motion measurements to move little relative to the center of mass of the system, we will adopt the radial velocity of component B as a proxy for that of the entire system. This corresponds to  $V_{\text{lsr}} = +2.7 \pm 1.9 \text{ km s}^{-1}$ , and is equivalent to  $V_r = -7.7 \pm 1.9 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric system.

YLW 15 (IRAS 16244–2434, IRS 43) is a binary Class I protostar (Andre et al. 1993) located in the dark cloud L1682B, near the Ophiuchus core. The proper motion of both members of YLW 15 have been measured from VLA observations by Curiel et al. (2003) who showed further that source VLA1 is the primary of the system, whereas VLA2 is a lower-mass companion. Thus, we will adopt the proper motion of VLA1 as a proxy for the proper motion of the entire system:  $\mu_{\alpha} \cos \delta = -1.4 \pm 0.5 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -20.8 \pm 0.6 \text{ mas yr}^{-1}$ .

In the DCO<sup>+</sup> maps of Ophiuchus presented by Loren et al. (1990), YLW15 is embedded in the molecular clump F, whose radial velocity is reported as  $V_{\text{lsr}} = +3.7 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$ . We will adopt this value of YLW 15 itself, which corresponds to  $-6.5 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric reference frame. The assumption that the radial velocity of the molecular gas surrounding the star can be taken as a proxy of the radial velocity of the star itself is supported by the results of Loinard et al. (2008) and Torres et al. (2009, 2012).

S1 (IRAS 16235–2416, ROX 14, YLW 36) is located in the Ophiuchus core (Lynds 1688). It is a B4 star with a mass of about  $6 M_{\odot}$ , and it is among the brightest red, near-infrared, far-infrared, X-ray and radio sources in the region (Grasdalen et al. 1973; Fazio et al. 1976; Montmerle et al. 1983; Leous et al. 1991; Loinard et al. 2008). Its proper motion has been measured using multi-epoch VLBA observations by Loinard et al. (2008):  $\mu_{\alpha} \cos \delta = -3.88 \pm 0.87 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = -31.55 \pm 0.69 \text{ mas yr}^{-1}$ .

We did not find any direct (photospheric) radial velocity measurement for S1 in the literature. However, in the DCO<sup>+</sup> observations reported by Loren et al. (1990), S1 is located on the edge of clump A. The mean radial velocity of the DCO<sup>+</sup> emission for clump A is  $3.5 \text{ km s}^{-1}$  measured in the LSR. The mean width of the DCO<sup>+</sup> lines, on the other hand, is  $1.0 \text{ km s}^{-1}$ , so we adopt  $v_{\text{lsr}} = 3.5 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  for the radial velocity of this source. This corresponds to  $V_r = -6.7 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric reference frame.

DoAr 21 (V2246 Oph, Haro 1-6, HBC 637, ROX 8, YLW 26) also belongs to the Ophiuchus core. It is a  $\sim 2.2 M_{\odot}$  star of



**Table 2**  
Derived Velocities

Source	$U$	$V$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$W$	$u$	$v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$w$	$X$	$Y$ (pc)	$Z$
IRAS 16293–2422	−9.52	−8.06	2.15	1.59	4.19	9.4	114.85	−12.21	32.77
YLW 15	−5.3	−8.84	−8.77	5.81	3.41	−1.52	114.22	−14.01	34.21
S1	−5.22	−14.42	−11.72	5.89	−2.18	−4.47	114.04	−13.81	34.89
DoAr 21	−7.36	−21.25	−0.93	3.75	−9.01	6.33	113.53	−14.87	36.09
Hubble 4	−17.17	−11.98	−14.98	−6.07	0.27	−7.73	−125.54	24.77	−35.54
HDE 283572	−14.55	−13.1	−10.52	−3.45	−0.86	−3.27	−122.01	22.91	−33.34
HP Tau G2	−17.24	−14.73	−4.11	−6.14	−2.49	3.15	−154.43	11.54	−45.1
V 773 Tau	−16.5	−11.17	−10.94	−5.4	1.08	−3.69	−124.76	26.03	−37.37
T Tau N	−18.94	−11.01	−6.24	−7.84	1.24	1.02	−136.7	9.01	−52.28
L1551 IRS5	−16.77	−16.97	−8.32	−5.67	−4.73	−1.07	−138.13	2.59	−50.42
DG Tau (A+B)	−15.79	−11.23	−9.57	−4.69	1.02	−2.32	−142.89	20.48	−40.52

spectral type K1 with an infrared excess around  $25 \mu\text{m}$  attributed to a circumstellar disk (Jensen et al. 2009). It is associated with a strongly variable radio source and a bright X-ray source (Montmerle et al. 1983; Feigelson & Montmerle 1985; Dzib et al. 2013). The proper motion has been measured by Loinard et al. (2008):  $\mu_\alpha \cos \delta = -26.47 \pm 0.92 \text{ mas yr}^{-1}$ ,  $\mu_\delta = -28.23 \pm 0.73 \text{ mas yr}^{-1}$ . The radial velocity derived from optical spectroscopy was provided by Massarotti et al. (2005):  $V_r = -4.6 \pm 3.3 \text{ km s}^{-1}$  (heliocentric). This is consistent with the value  $-6 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  reported by Jensen et al. (2009).

A summary of the proper motion and radial velocity measurements detailed above is provided as Table 1. For completeness, we also include the proper motions converted to Galactic ( $l$ ,  $b$ ) coordinates. From that summary, it is clear that the radial velocities are typically accurate to about  $1 \text{ km s}^{-1}$ . The proper motions, on the other hand, typically have a one-dimensional uncertainty of  $1 \text{ mas yr}^{-1}$ . At the distance of Ophiuchus and Taurus, this also corresponds to about  $1 \text{ km s}^{-1}$  errors on the tangential velocity.

### 3. ANALYSIS

#### 3.1. Determination of the 3D Velocity Vectors

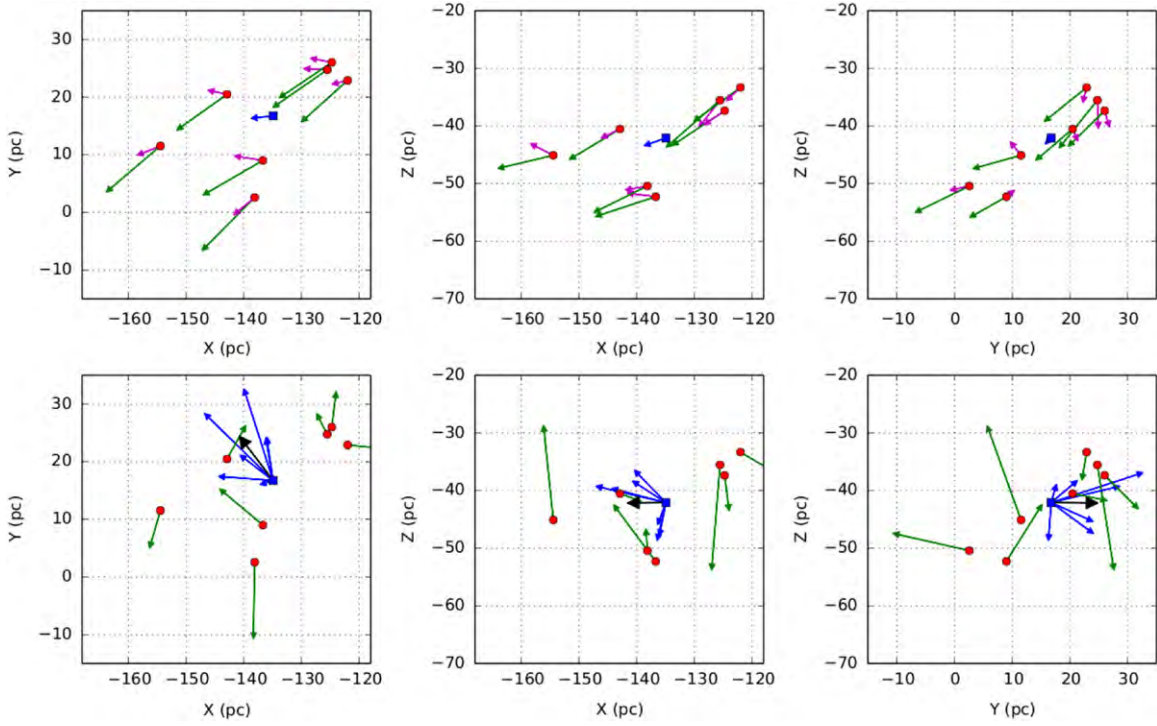
Since our goal here is to analyze the internal and relative motions of Taurus and Ophiuchus, we first convert the measured proper motions and radial velocities to 3D velocity vectors. We will express these vectors in the rectangular ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) coordinate system commonly used for Galactic studies. The origin of the system is at the Sun; the ( $Ox$ ) axis runs along the Sun–Galactic center direction, the positive direction being toward the Galactic center; ( $Oy$ ) is in the Galactic plane, orthogonal to ( $Ox$ ), with the positive direction in the direction of Galactic rotation; ( $Oz$ ) is perpendicular to the Galactic plane, oriented toward the Galactic North Pole, thereby making ( $Oxyz$ ) a right-handed coordinate system. From the data in Table 1, both the positions ( $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ) and the heliocentric velocities ( $U$ ,  $V$ ,  $W$ ) of each of our stars in the ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) frame can easily be computed. They are listed in Table 2.

Expressing velocities in the heliocentric system is practical from an observational point of view, because the dynamics of the Solar System are so well known that heliocentric velocities only contain extremely small systematic uncertainty (i.e., the transformation from topocentric to heliocentric velocities is very accurate). For the point of view of Galactic Dynamics,

however, a Sun-based system is not ideal. In particular, for objects in the Solar neighborhood, the LSR is preferable. The transformation from heliocentric to LSR velocities is effected by subtracting the motion of the Sun relative to the LSR from the heliocentric velocities. This is straightforward in principle, but introduces significant errors in practice, because the Solar motion relative to the LSR is somewhat uncertain. As we mentioned earlier, velocities reported in the LSR system normally assume a Solar motion of  $+20 \text{ km s}^{-1}$  toward B1900 equatorial coordinates ( $18^h$ ;  $+30^\circ$ ). More recent determinations, however, suggest significantly different values. Until recently, the *Hipparcos*-based determination of Dehnen & Binney (1998) was widely used. For this determination, the components of the Solar motion in the rectangular ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) coordinate system introduced earlier are  $U_0 = 10.00 \pm 0.36 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_0 = 5.25 \pm 0.62 \text{ km s}^{-1}$ , and  $W_0 = 7.17 \pm 0.38 \text{ km s}^{-1}$ . On the basis of a global analysis of high accuracy trigonometric parallaxes to high-mass star-forming regions distributed across the Galactic plane, Reid (2009) argued in favor of a significantly larger value of  $V_0$ . This is supported by a recent re-analysis of stellar kinematics in the Solar neighborhood by Schönrich et al. (2010) who obtained  $U_0 = 11.1 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_0 = 12.2 \pm 0.47 \text{ km s}^{-1}$ , and  $W_0 = 7.25 \pm 0.37 \text{ km s}^{-1}$ . Here, we will adopt this latter value to transform the ( $U$ ,  $V$ ,  $W$ ) heliocentric velocities of the young stars in Taurus and Ophiuchus into ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ) LSR velocities for those stars. The results are given in Table 2.

#### 3.2. Taurus Internal Kinematics

Let us now analyze the 3D velocity vectors in the Taurus complex. In the top row of Figure 1, we show their projections onto the ( $Oxy$ ), ( $Oxz$ ), and ( $Oyz$ ) planes. When we consider the heliocentric velocities (shown as green arrows in the top row of Figure 1), the motions appear highly organized as a result of the dominant reflex motion induced by the Sun. When the Solar motion is removed (magenta arrows in the top row of Figure 1), the motions appear less clearly organized, although there is still a clear remaining bulk motion, particularly in the negative ( $Ox$ ) direction. This bulk motion is shown as a blue arrow in the top row of Figure 1, and will be discussed further below. The smaller value and more disorganized aspect of the LSR velocities compared with the heliocentric ones evidently reflects the fact that the heliocentric velocities are dominated by (minus) the Solar motion itself. While the Sun has a  $15\text{--}20 \text{ km s}^{-1}$  non-circular (i.e., peculiar) velocity component in its orbit around the Galactic center, the Taurus complex is on



**Figure 1.** Top: heliocentric (green) and LSR (magenta) velocities for the sources in Taurus expressed in the cartesian coordinate system described in the text. The blue arrow shows the mean LSR velocity of the Taurus complex. Bottom: the green arrows show  $\delta v$ , the difference between the velocity of each star and the mean velocity of the Taurus complex. The blue arrows show the  $\hat{r}_* \times \delta v_*$  cross product; the black arrow is the mean of these cross products.

a much more circular orbit, as expected for a region of star-formation.

To characterize the internal kinematics of the stars in the Taurus complex, we now compute the difference ( $\delta u$ ,  $\delta v$ ,  $\delta w$ ) between the velocity ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ) of each star in Taurus and their mean ( $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$ ). For reference, the latter is  $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) = (-5.6, -0.6, -2.0) \text{ km s}^{-1}$ , and corresponds to  $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-16.7, -12.9, -9.2) \text{ km s}^{-1}$  when expressed in heliocentric velocities. This is very similar to the value obtained independently by Bertout & Genova (2006) from a larger sample of young stars in Taurus with lower accuracy proper motion and distance measurements:  $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-15.4, -11.7, -9.9) \text{ km s}^{-1}$ . The projections of ( $\delta u$ ,  $\delta v$ ,  $\delta w$ ) are shown in the bottom row of Figure 1. They have a fairly random appearance, with one-dimensional dispersion  $\sigma_u = 1.3 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\sigma_v = 2.1 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\sigma_w = 3.2 \text{ km s}^{-1}$ . The 3D velocity dispersion is  $\sigma = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2} = 4.1 \text{ km s}^{-1}$ .

To assess quantitatively the relative importance of random and organized motions within Taurus, we proceed as follows. Each star is located at a position relative to the center of the complex given by the vector  $\mathbf{r}_*$  and moves relative to the complex at a velocity  $\delta \mathbf{v}_*$ . To each position vector  $\mathbf{r}_*$ , we associate the unit vector  $\hat{\mathbf{r}}_* = \mathbf{r}_*/|\mathbf{r}_*|$  which simply points from the center to each given star in the complex. We will consider two types of organized motions: expansion (or contraction) and rotation. The velocity  $\delta \mathbf{v}_*$  of each star in the complex (measured relative to the complex itself) should be parallel to  $\hat{\mathbf{r}}_*$  for expansion, and anti-parallel for contraction. Thus, the dot product  $\hat{\mathbf{r}}_* \cdot \delta \mathbf{v}_*$  should be large and positive for expansion, and large but negative for contraction. By the same token, the cross product  $\hat{\mathbf{r}}_* \times \delta \mathbf{v}_*$  should be small for expansion and contraction.

Conversely, for large-scale rotation, we expect the cross product  $\hat{\mathbf{r}}_* \times \delta \mathbf{v}_*$  to be large and the dot product  $\hat{\mathbf{r}}_* \cdot \delta \mathbf{v}_*$  to be

small. For instance, for circular rotation in a disk-like structure,  $\delta \mathbf{v}_*$  and  $\hat{\mathbf{r}}_*$  would be orthogonal, so the dot product would be zero and the cross product would be maximum. For a 3D structure such as Taurus, the situation would be slightly more complex, but one would certainly expect the cross product to be large and the dot product to be small. An alternative way of looking at this issue is that the quantity  $\hat{\mathbf{r}}_* \times \delta \mathbf{v}_*$  is a proxy for the specific angular momentum of the complex, which is expected to be large for rotation, but small for contraction and expansion.

We calculated the cross and dot products described above for each star in Taurus, and took their mean. Notice that both quantities have dimensions of velocity (this was, indeed, the reason for using the unit vector  $\hat{\mathbf{r}}_*$  rather than  $\mathbf{r}_*$  itself, in the dot and cross products). Because the dot product is a measure of expansion, while the cross product is a measure of rotation, we will introduce the following definitions:

$$v_{\text{exp}} = \overline{\hat{\mathbf{r}}_* \cdot \delta \mathbf{v}_*},$$

$$v_{\text{rot}} = \overline{\hat{\mathbf{r}}_* \times \delta \mathbf{v}_*}.$$

Of course, these quantities are not strictly expansion and rotation velocities, but in view of our previous discussion, they can be used as proxies for them.

For Taurus, we obtain  $v_{\text{exp}} = -0.15 \text{ km s}^{-1}$  and  $v_{\text{circ}} = (-1.55, +2.03, -0.02) \text{ km s}^{-1}$ . The individual values of the dot and cross products are shown in Table 3, and the projections of the individual cross product vectors are shown in the bottom row of Figure 1. The expansion velocity appears very small compared with the velocity dispersion of  $\sim 4 \text{ km s}^{-1}$  measured earlier. This results from the fact that the individual dot products are alternatively positive and negative (see Table 3), resulting in a small net mean. Thus, in the radial direction, the stellar motions appear to be dominated by a random component

**Table 3**  
Dot and Cross Products for the Sources in Taurus

Source	$\hat{f} \cdot \mathbf{v}$		$\hat{f} \times \mathbf{v}$	
Hubble 4	0.23	-1.59	4.99	1.63
HDE 283572	-2.49	-3.72	3.65	0.87
HP Tau G2	0.92	-0.36	2.12	-0.96
V773 Tau	-3.19	-0.32	2.18	-1.6
T Tau N	0.69	-1.65	1.27	1.06
L1551 IRS5	3.01	-2.82	0.21	0.73
DG Tau (A+B)	-0.19	-0.43	-0.14	-1.86

rather than by an organized expansion or contraction pattern. This is correctly reflected by the small absolute value of  $v_{\text{exp}}$ .

The situation for rotation is clearly different. We obtain  $v_{\text{rot}}$  of about  $2 \text{ km s}^{-1}$  comparable with the velocity dispersion. Moreover, the individual cross product vectors are clearly not randomly oriented. Instead, their components along the ( $Ox$ ) axis are systematically negative, their components along the ( $Oy$ ) axis are systematically positive, while their component along the ( $Oz$ ) axis are around zero (see Table 3, Figure 1). This suggests that the entire Taurus complex is tumbling with a rotation velocity  $\omega$  in the ( $Oxy$ ) plane. Since Taurus is a few tens of pc across and the rotation velocity is a few  $\text{km s}^{-1}$ , the rotation of Taurus induces velocity gradients of the order of  $0.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  across the complex.

The relevance of rotation to the equilibrium of the Taurus complex can be estimated by assuming a homogeneous spherical cloud with  $v_{\text{rot}} = 2 \text{ km s}^{-1}$  at its edge and comparing the gravitational energy with the rotational energy. We assume that Taurus has a total mass of  $M \simeq 3 \times 10^4 M_{\odot}$  (Ungerechts & Thaddeus 1987) and a radius of  $R \simeq 15 \text{ pc}$  (Güdel et al. 2007).

The gravitational energy is given by

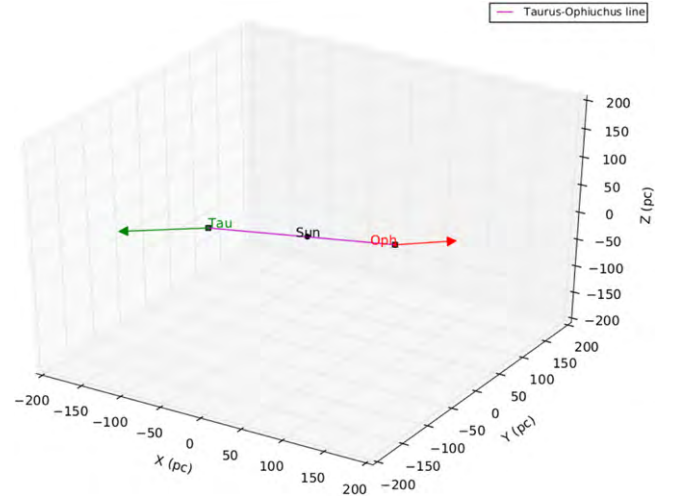
$$E_{\text{grav}} \simeq -\frac{3GM^2}{5R} \simeq -3 \times 10^{48} \text{ erg},$$

while the rotational energy is

$$E_{\text{rot}} \simeq \frac{Mv_{\text{rot}}^2}{5} \simeq 5 \times 10^{47} \text{ erg}.$$

We then conclude that rotation plays a minor role in the virial equilibrium of Taurus.

Our analysis of the internal kinematics of Taurus is based on high accuracy radial velocity, proper motion, and distance measurements of a limited sample of young stellar objects. The comparison (mentioned in Section 3.2) of the mean bulk motion of Taurus measured here with the determination by Bertout & Genova (2006) based on a much larger sample (but with much less accurate astrometric information) shows that our conclusions are trustworthy. It will be very interesting to repeat our analysis with larger samples of young stellar objects when they become available. For instance, the Gould's Belt Distances Survey (Loinard et al. 2011) will provide parallaxes and proper motion measurements similar to those used here for tens of young stars in Taurus and other regions. The *GAIA* mission (de Bruijne 2012) will provide data with similar accuracy at least for YSOs that are not too deeply embedded into their parental dusty cocoons.



**Figure 2.** 3D rendering of the relative positions of the Sun, Taurus, and Ophiuchus; the arrows show the LSR bulk velocities of Taurus and Ophiuchus.

### 3.3. The Ophiuchus Bulk Motion

The previous analysis could be repeated for Ophiuchus, but the results for internal kinematics would be quite uncertain, because there are only four stars with accurate proper motions, the stars are highly concentrated (within a few pc of each other), and the necessary (but poorly justified for 2 of the 4 stars) assumption that all are at a common distance. We will defer this analysis to a forthcoming paper where additional astrometric results from the Gould's Belt Distances Survey Loinard et al. (2011) will be incorporated (Ortiz-León et al. 2015). Here, we will merely use the Ophiuchus results to estimate the mean bulk motion of the region. We obtain  $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) = (+4.3, -0.9, +2.4) \text{ km s}^{-1}$ , which corresponds to  $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-6.8, -13.1, -4.8) \text{ km s}^{-1}$  when expressed in heliocentric velocities.

### 3.4. The Relative Motion Between Taurus and Ophiuchus

Taurus and Ophiuchus are fortuitously located almost symmetrically with respect to the Sun: Taurus lies at  $\sim 145 \text{ pc}$  in the direction of the Galactic anti-center, at a Galactic latitude  $\sim -15^\circ$ . Ophiuchus, on the other hand, lies at about  $120 \text{ pc}$  in the direction of the Galactic center, at a Galactic latitude  $\sim -15^\circ$ . In the rectangular system that we use throughout this paper, the mean position of the stars that we observed in Taurus is  $(-134.9, +16.8, -42.1) \text{ pc}$ , while the mean position of the stars in Ophiuchus is  $(+114.2, -13.7, +34.5) \text{ pc}$ . These two positions are almost exactly opposite to one another in the rectangular frame where the Sun is at the origin. Remarkably, the mean velocity of the stars in Taurus that we calculated earlier ( $v_{\text{tau}} = (-5.6, -0.6, -2.0) \text{ km s}^{-1}$ ) and of those in Ophiuchus ( $v_{\text{oph}} = (+4.3, -0.9, +2.4) \text{ km s}^{-1}$ ) are also almost exactly opposite to one another (Figure 2). Both the angle between  $v_{\text{tau}}$  and the line joining Ophiuchus to Taurus, and the angle between  $v_{\text{oph}}$  and the line joining Taurus to Ophiuchus are of the order of  $13^\circ$  and consistent within the errors with  $0^\circ$ . This strongly suggest a common origin for Taurus and Ophiuchus (Figure 2). Indeed, running the time backwards, we find that Taurus and Ophiuchus must have been very near each other about  $23.7 \text{ Myr}$  ago (this is assuming a constant velocity).



Most young stars and molecular cloud complexes in the Solar neighborhood are distributed within an expanding structure inclined by about  $15^{\circ}$ – $20^{\circ}$  from the Galactic plane, and known as Gould’s Belt (see Poppel 1997 for an extensive review). The putative center of this structure is located in the Galactic mid-plane, about 100 pc from the Sun in the direction of the Galactic anti-center (Perrot & Grenier 2003). With this assumed center, all nearby substantial star-forming regions in the Solar neighborhood except Taurus can be accommodated on an elliptical ring inclined by  $17:2$  from the Galactic plane, with semimajor and minor axes of 373 and 233 pc, respectively, and a line of node at  $\ell = 296^{\circ}$ . (Perrot & Grenier 2003). The corresponding dynamical age of the structure is 26.4 Myr, remarkably similar to the dynamical age that we derived above for the Taurus–Ophiuchus system. Yet, the relation between Taurus and Gould’s Belt is somewhat unclear. Taurus appears to be *projected* in the direction of Gould’s Belt (and is indeed often included in Gould’s Belt surveys), at a location intermediate between Perseus and Orion. However, it is not contained in the ring that defines Gould’s Belt. Instead, it is located near the center of the Belt (see e.g., Figure 5 in Perrot & Grenier 2003).

A possible explanation for the peculiar location of Taurus with respect to Gould’s Belt was proposed by Olano & Poeppel (1987); see also the review by Poppel (1997). In that scheme, the Taurus material would have been ejected from a region located somewhere along the ring containing the star-forming regions in Gould’s Belt. They argue in favor of a region at  $\ell \sim 245^{\circ}$  and  $b \sim -14^{\circ}$ . Our analysis of the relative kinematics between Ophiuchus and Taurus would be inconsistent with this original position (which would instead have to lie fairly close to the current position of the Sun), but the mechanism proposed by Olano & Poeppel (1987) could still provide the correct theoretical framework for the observations. In this scheme, Taurus and Ophiuchus would originate as the result of an energetic event which would have occurred roughly simultaneously with (or only a few Myr after) the creation of Gould’s Belt and which would have launched interstellar material on opposite ballistic trajectories. It is interesting in this respect to consider the energetics. In combination, Taurus and Ophiuchus contain about  $5 \times 10^4 M_{\odot}$  in material, and they are both moving at about  $5 \text{ km s}^{-1}$ . This corresponds to a total kinetic energy of  $2 \times 10^{49}$  ergs, which is only a fraction of the kinetic energy output of a typical core-collapse Supernova explosion.

#### 4. CONCLUSIONS

In this paper, we have combined radial velocity measurements with high accuracy proper motion and parallax determinations for a sample of young stars in Taurus and Ophiuchus to characterize both their internal kinematics and their relative motion. We find no evidence for contraction or expansion of the Taurus complex but fairly conclusive indications for global rotation in Taurus. These conclusions will be strengthened once additional high quality parallaxes and proper motions become available for young stars in Taurus and Ophiuchus first as part of the Gould’s Belt Distances Survey (Loinard et al. 2011) and then from the *GAIA* mission.

In addition, we measure the relative velocity of Taurus and Ophiuchus and show that they are moving away from each other at a velocity of order  $5 \text{ km s}^{-1}$ . This points to a common

origin, some 23.7 Myr ago, possibly related to the phenomena that gave birth to Gould’s Belt.

J. L. R., L. L., S. D., G. N. O, and L. F. R. acknowledge the financial support of DGAPA, UNAM, and CONACyT, Mexico. The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation.

#### REFERENCES

- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122  
 Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2005, *ApJL*, 619, L175  
 Bacciotti, F., Ray, T. P., Mundt, R., et al. 2002, *ApJ*, 576, 222  
 Bertout, C., & Genova, F. 2006, *A&A*, 460, 499  
 Boden, A. F., Torres, G., Duchêne, G., et al. 2012, *ApJ*, 747, 17  
 Boden, A. F., Torres, G., Sargent, A. I., et al. 2007, *ApJ*, 670, 1214  
 Briceño, C., Calvet, N., Gomez, M., et al. 1993, *PASP*, 105, 686  
 Briceño, C., Calvet, N., Kenyon, S., et al. 1999, *AJ*, 118, 1354  
 Chandler, C. J., Brogan, C. L., Shirley, Y. L., et al. 2005, *ApJ*, 632, 371  
 Claussen, M. J., Wilking, B. A., Benson, P. J., et al. 1996, *ApJS*, 106, 111  
 Curiel, S., Girart, J. M., Rodríguez, L. F., et al. 2003, *ApJL*, 582, L109  
 de Bruijne, J. H. J. 2012, *Ap&SS*, 341, 31  
 Dehnen, W., & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387  
 Desmurs, J.-F., Codella, C., Santiago-García, J., et al. 2009, *A&A*, 498, 753  
 Duchêne, G., Bouvier, J., Bontemps, S., et al. 2004, *A&A*, 427, 651  
 Duchêne, G., Ghez, A. M., & McCabe, C. 2002, *ApJ*, 568, 771  
 Duchêne, G., Ghez, A. M., McCabe, C., et al. 2003, *ApJ*, 592, 288  
 Dzib, S. A., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., et al. 2013, *ApJ*, 775, 63  
 Dzib, S. A., Loinard, L., Rodríguez, L. F., et al. 2015, *ApJ*, 801, 91  
 Fazio, G. G., Low, F. J., Wright, E. L., et al. 1976, *ApJ*, 206, 165  
 Feigelson, E. D., & Montmerle, T. 1985, *ApJ*, 289, 19  
 Fridlund, C. V. M., Bergman, P., White, G. J., et al. 2002, *A&A*, 382, 573  
 Gagné, M., Skinner, S. L., & Daniel, K. J. 2004, *ApJ*, 613, 393  
 Grasdalen, G. L., Strom, K. M., & Strom, S. E. 1973, *ApJL*, 184, L53  
 Güdel, M., Briggs, K. R., Arzner, K., et al. 2007, *A&A*, 468, 353  
 Haich, K. E., Jr., Barsony, M., Greene, T. P., et al. 2002, *AJ*, 124, 2841  
 Hartmann, L., Hewett, R., Stahler, S., et al. 1986, *ApJ*, 309, 275  
 Imai, H., Nakashima, K., Bushimata, T., et al. 2007, *PASJ*, 59, 1107  
 Jensen, E. L. N., Cohen, D. H., & Gagné, M. 2009, *ApJ*, 703, 252  
 Johnstone, D., Di Francesco, J., & Kirk, H. 2004, *ApJL*, 611, L45  
 Jørgensen, J. K., Bourke, T. L., Nguyen Luong, Q., et al. 2011, *A&A*, 534, AA100  
 Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, *Handbook of Star Forming Regions*, Vol. 1 (San Francisco, CA: ASP), 405  
 Leous, J. A., Feigelson, E. D., Andre, P., et al. 1991, *ApJ*, 379, 683  
 Loinard, L. 2002, *RMxAA*, 38, 61  
 Loinard, L., Rodríguez, L. F., & Rodríguez, M. I. 2003, *ApJL*, 587, L47  
 Loinard, L., Torres, R. M., Mioduszewski, A. J., et al. 2007, *ApJ*, 671, 546  
 Loinard, L., Torres, R. M., Mioduszewski, A. J., et al. 2008, *ApJ*, 675, 29  
 Loinard, L., Mioduszewski, A. J., Torres, R. M., et al. 2011, *RMxAC*, 40, 205  
 Loren, R. B., Wootten, A., & Wilking, B. A. 1990, *ApJ*, 365, 269  
 Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., et al. 2010, *ApJS*, 186, 111  
 Massarotti, A., Latham, D. W., Torres, G., et al. 2005, *AJ*, 129, 2294  
 Montmerle, T., Koch-Miramond, L., Falgarone, E., et al. 1983, *ApJ*, 269, 182  
 Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150  
 Mundy, L. G., Wootten, A., Wilking, B. A., et al. 1992, *ApJ*, 385, 306  
 Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., et al. 2012, *ApJ*, 745, 119  
 Olano, C. A., & Poeppel, W. G. L. 1987, *A&A*, 179, 202  
 Ortiz-León, G. N., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., et al. 2015, *ApJ*, 805, 9  
 Ozawa, H., Grosso, N., & Montmerle, T. 2005, *A&A*, 429, 963  
 Padgett, D. L., Rebull, L. M., Stapelfeldt, K. R., et al. 2008, *ApJ*, 672, 1013  
 Perrot, C. A., & Grenier, I. A. 2003, *A&A*, 404, 519  
 Poppel, W. 1997, *FCPh*, 18, 1  
 Rebull, L. M., Padgett, D. L., McCabe, C.-E., et al. 2010, *ApJS*, 186, 259  
 Reid, M. J. 2009, *BAAS*, 41, 325.02  
 Rodríguez, L. F., Curiel, S., Cantó, J., et al. 2003, *ApJ*, 583, 330  
 Rodríguez, L. F., Dzib, S. A., Loinard, L., et al. 2012, *RMxAA*, 48, 243  
 Rodríguez, L. F., González, R. F., Raga, A. C., et al. 2012, *A&A*, 537, AA123  
 Schaefer, G. H. 2014, *asp*, 487, 57  
 Schönrich, R., Binney, J., & Dehnen, W. 2010, *MNRAS*, 403, 1829  
 Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23





## Capítulo 4

# Medición de movimientos propios

En el capítulo anterior, mostramos como movimientos propios medidos a partir de observaciones radio-interferométricas, combinados con velocidades radiales tomadas de la literatura, permiten restringir los movimientos globales de las regiones de formación estelar en el cinturón de Gould. A su vez, esto nos permite examinar los movimientos expansivos en el cinturón de Gould.

Los resultados del capítulo tres se basan en una docena de movimientos propios tomados de la literatura. Nuestra meta ahora es aumentar la muestra de estrellas jóvenes con movimientos propios medidos a partir de observaciones radio-interferométricas utilizando los datos (de acceso libre) que se encuentran en el archivo del *Very Large Array* (VLA). Seguiremos enfocandonos en la regiones de formación estelar de Tauro y Ofiuco. Son regiones que han sido observadas en numerosas ocasiones con telescopios operando a muchas longitudes de onda distintas; en particular, con el *VLA*.

### §4.1. El Interferómetro de Nuevo México (*VLA*)

El interferómetro de Nuevo México, también conocido como el *VLA* es un arreglo compuesto de 27 antenas, localizado en la meseta de San Agustín en Nuevo México (EE.UU.), y operado por el Observatorio Nacional de Radio Astronomía (*National Radio Astronomy Observatory* (NRAO)). Este radiointerferómetro funcionó durante 30 años (de 1980 hasta 2010) usando su instrumentación original. Entre 2011 y 2012, se actualizó toda su electrónica (receptores, sistemas de transmisión, correlador, etc) y esto resultó en un aumento muy

significativo de la sensibilidad y de la versatilidad del telescopio. Para reflejar estos cambios, el *VLA* fue renombrado “*Karl G. Jansky Very Large Array*”<sup>1</sup>, aunque su acrónimo sigue siendo *VLA*.

El *VLA* puede observar en cuatro configuraciones primarias (llamadas A, B, C y D, desde la más extendida hasta la más compacta) y tres configuraciones híbridas (BnA, CnB, DnC) en las que las líneas de bases norte-sur corresponden a la configuración primaria de la segunda letra, mientras que las líneas de base este-oeste son las de la primera letra. Por ejemplo, BnA tiene las líneas de base norte sur de la configuración primaria A, y las líneas de base este-oeste de la configuración primaria B. Estas configuraciones híbridas son útiles para fuentes a muy bajas declinaciones, en las que las líneas de base norte-sur se acortan debido a efectos de proyección. En su configuración actual, el *VLA* puede observar el rango de frecuencias entre 1 y 47 GHz (desde  $\sim 21$  cm hasta  $\sim 7$  mm) aunque no de forma simultánea (diferentes receptores deben usarse para diferentes porciones del espectro).

Todos los datos que, se tomaron con el *VLA* (tanto antes como después de su actualización en 2011-2012) están almacenados en un archivo que se puede consultar mediante un motor de búsqueda en Internet, y pueden descargarse del archivo del *VLA* usando la misma herramienta.<sup>2</sup>

## §4.2. Selección de las fuentes y de los datos

Como mencionamos anteriormente, nos seguiremos enfocando en la regiones de Tauro y Ofiuco ya que son dos de las regiones de formación estelar más interesantes de estudiar. Ofiuco se encuentra a una distancia de  $\sim 120$  pc (Loinard et al., 2008) lo que nos asegura una alta resolución espacial lineal, y permite la detección de objetos muy tenues, como por ejemplo las estrellas enanas marrón. Por otro lado, conocemos que la nube oscura central, Lynds 1688, llamada también el núcleo de Ofiuco, es un cúmulo estelar joven que presenta un modo intermedio de formación estelar, entre el modo de tipo cúmulo (o *cluster*) que presenta, por ejemplo, Orión, y el modo más difuso que se encuentra en Tauro (Wilking

---

<sup>1</sup>En honor a Karl G. Jansky, uno de los fundadores de la radioastronomía.

<sup>2</sup>Durante un período de un año después de la observación, los datos son propiedad del grupo de astrónomos que pidió dicha observación. Sin embargo, después de este período de un año, se vuelven públicos y toda la comunidad puede utilizarlos.

et al., 2008). Esta región puede describirse como un núcleo denso asociado a la nube oscura L1688 con varios filamentos de menor densidad llamados “*streamers*”.

Tauro es otra región de formación estelar bastante interesante. Localizada a una distancia de  $\sim 145$  pc (Loinard et al., 2007; Torres et al., 2007, 2009, 2012), es también una región muy cercana, lo que la hace un verdadero laboratorio para probar las teorías de formación estelar. De acuerdo con Goldsmith et al. (2008) la región de Tauro contiene  $10^4 M_{\odot}$  de gas molecular distribuido en tres principales grandes estructuras con forma de filamentos que se desprenden de un núcleo grumoso.

Grandes porciones de ambas regiones (Ofiuco y Tauro) fueron observadas en 2011 con el *VLA* (Dzib et al., 2013, 2015) como parte de un proyecto amplio de observación de regiones de formación estelar llamado el catálogo de distancias del cinturón de Gould *Gould’s Belt Distances Survey* (GOBELINS). Estas observaciones permitieron la detección y caracterización (en particular de la posición) de decenas de estrellas jóvenes en ambas regiones.

Para determinar los movimientos propios de un objeto celeste (y, en particular, de una estrella) uno tiene que medir su posición en varias épocas. Para las estrellas jóvenes que estamos considerando, tomando en cuenta tanto su movimiento propio esperado (del orden de  $10$  msegarc año $^{-1}$ ) como la precisión astrométrica del *VLA* (del orden de  $10$  msa), es necesario contar con observaciones que cubren por lo menos  $10$  años para obtener movimientos propios bien determinados. Así, se buscó en el archivo del *VLA* (que, como lo mencionamos, remonta a  $30$  años) observaciones de las fuentes de Tauro y Ofiuco reportados por Dzib et al. (2013, 2015). Incluimos también otras fuentes, que no fueron observadas por estos autores, pero que han sido observadas regularmente con el *VLA*.

Para mayor precisión astrométrica y para evitar introducir errores sistemáticos, es mejor utilizar datos que fueron obtenidos a frecuencias comparables y en configuraciones semejantes del *VLA*. Por eso, restringimos nuestras búsquedas a las bandas C y X ( $\lambda = 4$  y  $6$  cm;  $\nu = 6$  y  $10$  GHz) que son las que observaron Dzib et al. (2013, 2015) y que más comunmente se utilizan para observaciones de estrellas jóvenes. Asimismo, nos limitamos a las configuraciones A, BnA, y B del *VLA* por compatibilidad con los datos presentados por Dzib et al. (2013, 2015) y porque resultan en observaciones de alta resolución angular

(mejor que 1 *arcsec*) que permiten una alta precisión astrométrica. Las fuentes seleccionadas fueron: S1, DoAr 21, YLW 15, IRAS 16293-2422 y VLA 1623, en Ofiuco y XZ Tau, HL Tau, V410 Tau, Hubble 4, HDE 283572, V773 Tau A, T Tau N, T Tau S, L1551, HP Tau/G2, DG Tau en Tauro.

### §4.3. Fuentes seleccionadas

Dado que las características de muchas de las fuentes que se exponen en este capítulo ya se describieron previamente en el capítulo anterior, solamente describiremos aquí las fuentes que no se consideraron en el capítulo anterior.

**VLA 1623** es considerada la estrella prototipo de la clase 0. Es una estrella de baja masa ( $\leq 0.13M_{\odot}$ ; Ward-Thompson et al., 2011) con un flujo bipolar (Narayanan & Logan, 2006). Ha sido observada a 4.4 mm y 7 mm usando el *VLA*, y en esas observaciones aparece como un sistema binario. Sin embargo, Dzib et al. (2011) concluye que se trata de una fuente de radio triple. En cualquier caso es posible encontrar en la literatura varias velocidades sistémicas como por ejemplo  $v_{LSR} = 3.4\text{-}4.0 \text{ km s}^{-1}$  que es el rango usado por Murillo et al. (2013). Este valor es consistente con el que determinaron Andre et al. (1990;  $v_{LSR} = 3.8 \text{ km s}^{-1}$ ) y Narayanan & Logan (2006;  $v_{LSR} = 3.63 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$ ).

**XZ Tau** es una estrella embebida en la nube de Tauro, estudiada por Greaves et al. (2008), Bertout & Genova (2006) y Nguyen et al. (2012). En estos tres trabajos, la velocidad radial reportada es de  $18.30 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ . Beck et al. (2008) reportó una velocidad ligeramente distinta:  $18.0 \text{ km s}^{-1}$ .

**HL Tau** es una estrella estudiada por Greaves et al. (2008) quienes reportaron movimientos propios  $\mu_{\alpha}\cos(\delta) = -3.0 \pm 5.0 \text{ msegarc año}^{-1}$  y  $\mu_{\delta} = -21.0 \pm 5.0 \text{ msegarc año}^{-1}$ . Esto esta de acuerdo con los datos proporcionados en el catálogo de movimientos propios de Ducourant et al. (2005b) donde se presentan los siguientes valores  $\mu_{\alpha}\cos(\delta) = -0.8 \pm 6.0 \text{ msegarc año}^{-1}$  y  $\mu_{\delta} = -21.2 \pm 6.0 \text{ msegarc año}^{-1}$ . En otras propiedades, Beck et al. (2008) reportaron una velocidad radial  $v_{r(LSR)} = 18.3 \text{ km s}^{-1}$ .

**V410 Tau** es un objeto estelar joven poco luminoso y poco estudiado, excepto por Bertout & Genova (2006) quienes determinaron su paralaje como  $\pi = 7.3 \pm 0.8 \text{ msa}$  y Nguyen et al.

(2012) quienes presentaron una velocidad radial media de  $v = 19.9 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ .

#### §4.4. Calibración de los datos e imágenes

Las observaciones que consideramos para determinar los movimientos propios de las fuentes que se describieron en la sección anterior están recopilados en las tablas 4.1 y 4.2. Se calibraron los datos y se obtuvieron imágenes siguiendo el procedimiento descrito en el Apéndice B.

El trabajar con datos viejos presentó varios problemas. Uno de los más severos es la ausencia, en algunos casos, de calibrador de flujo o de fase. Esto es probablemente debido a que los investigadores originales tomaron esos datos de otro de sus proyectos. En algunos otros casos, nuestra fuente de interés no tuvo suficiente tiempo de observación, debido a que no era el objetivo principal de ese proyecto. Otro de los problemas encontrados fue que el haz principal cambiaba dentro del mismo proyecto y algunas veces también de época a época. En este caso se tuvo que modificar el código original para poder resolver este problema.

Afortunadamente para las fuentes seleccionadas, todos los proyectos en Ofiuco tienen el mismo calibrador estándar de flujo el 3C 286. Similarmente, todos los proyectos en Tauro usaron el mismo calibrador estándar de flujo (3C 48). Por otro lado, los calibradores de fase fueron distintos para distintas fuentes y distintas épocas, y esto introduce posibles errores sistemáticos sobre los movimientos propios.

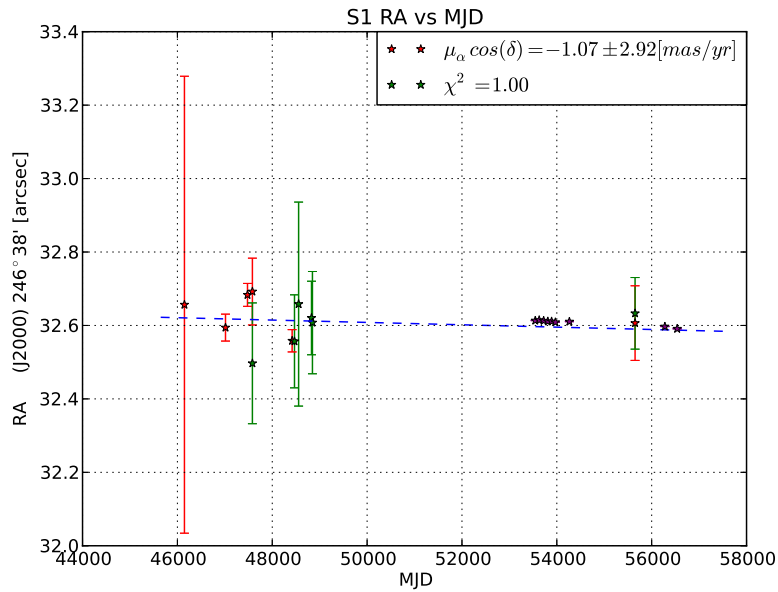
Después de la calibración, se hicieron imágenes como también se describe en el Apéndice B. En estas imágenes se midieron la posición de la fuente a cada época.

#### §4.5. Análisis

El último paso consiste en examinar el comportamiento de la posición (tanto en ascensión recta como en declinación) como función del tiempo (que recordamos en términos del día juliano modificado  $-MJD$ ). Al ajustar una línea recta a estos datos, uno determina el movimiento propio de las fuentes. Este procedimiento se muestra para cada una de nuestras fuentes en las figuras 4.1 a 4.16. Cabe señalar que, para tomar en cuenta posibles errores

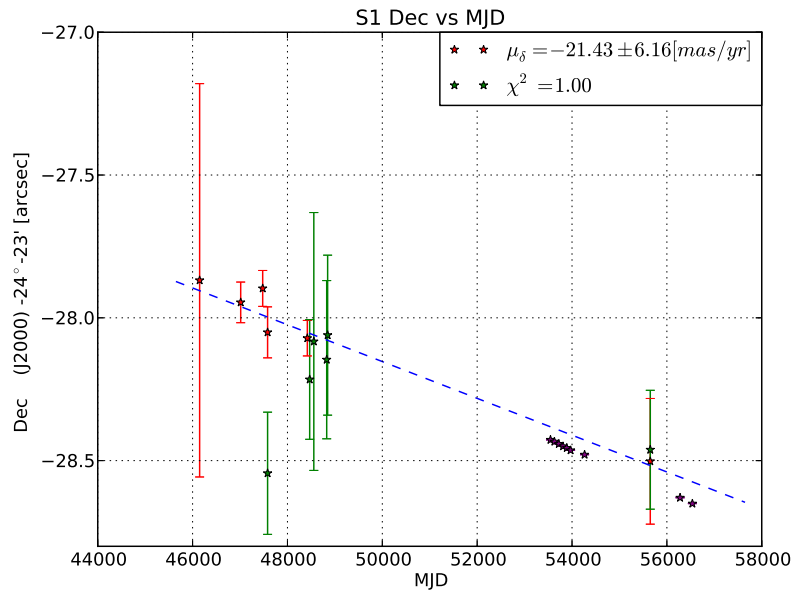
sistemáticos sobre las posiciones (por ejemplo debidos a observaciones que usaron diferentes calibradores), agregamos cuadráticamente errores a las incertidumbres reportados para las posiciones hasta obtener una  $\chi^2$  reducida de 1.

Los movimientos propios obtenidos aparecen en cada una de las figuras 4.1 a 4.16 y, en forma resumida, en la tabla 4.3. En esta misma tabla, reportamos los valores de la velocidad radial (ver Sección 4.3).



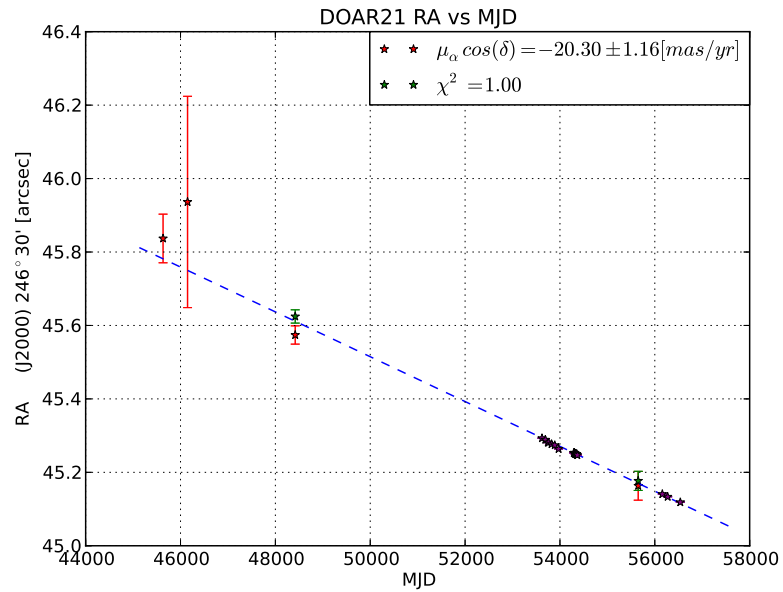
S1

**Figura 4.1:** Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella S1, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura.

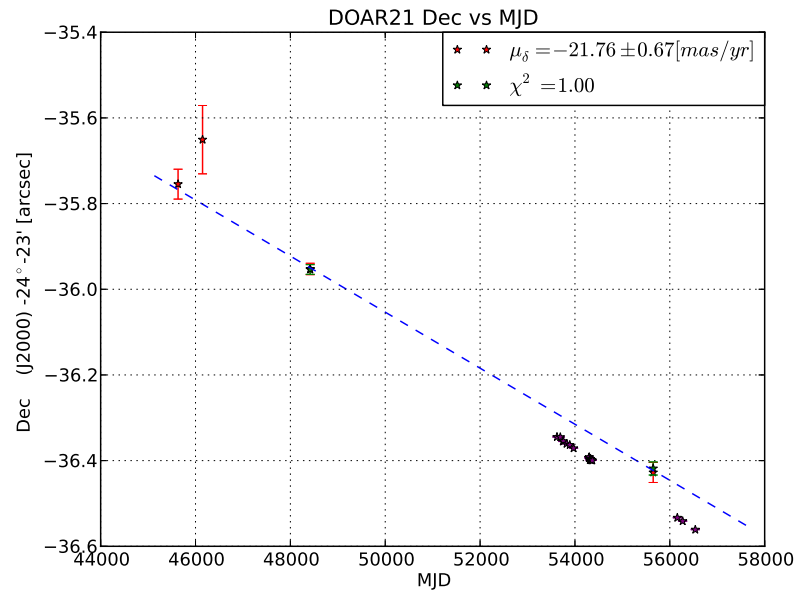


**Figura 4.2:** Día Juliano Medio vs declinación para la estrella S1, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura.





**Figura 4.3:** Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella DoAr 21, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura.



**Figura 4.4:** Día Juliano Medio vs declinación para la estrella DoAr 21, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X, y púrpura, los puntos encontrados en la literatura.

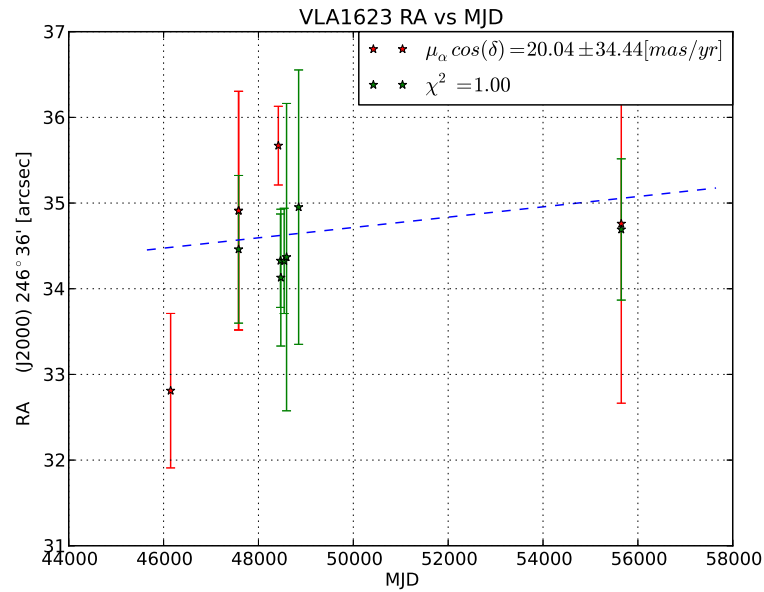


Figura 4.5: Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella VLA 1623, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.

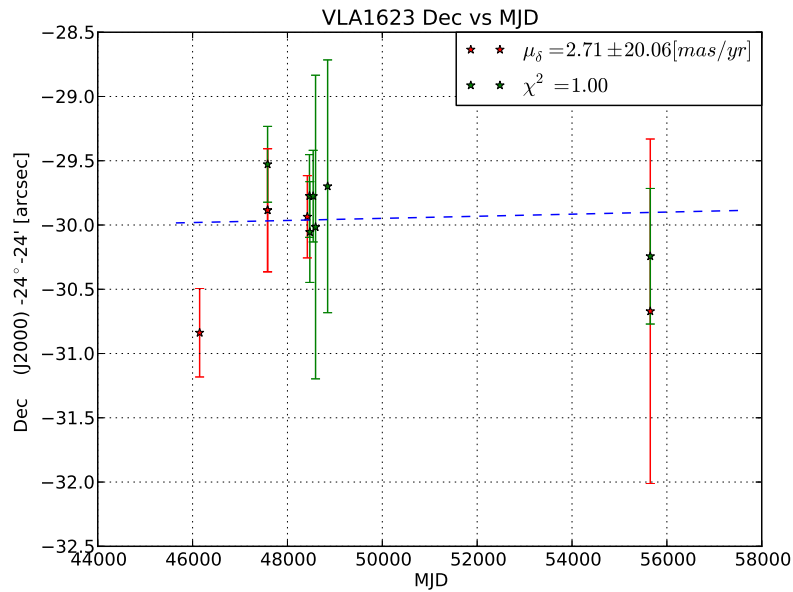
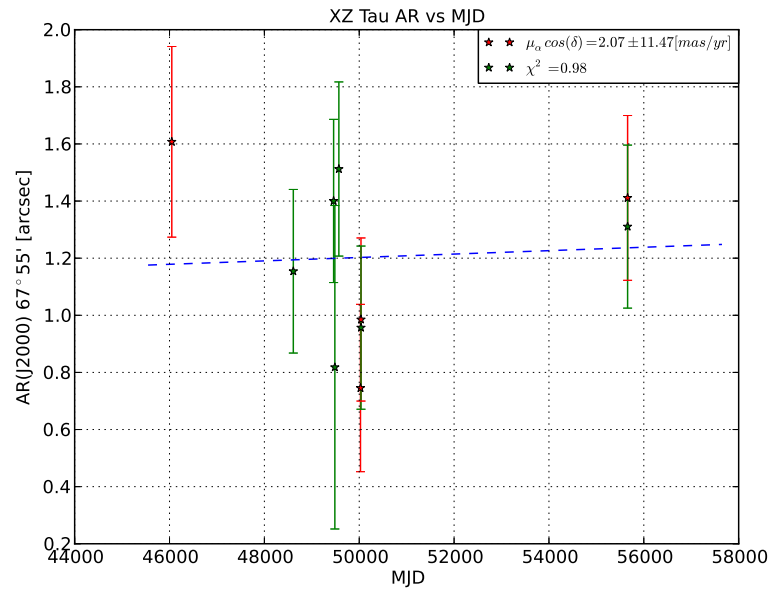
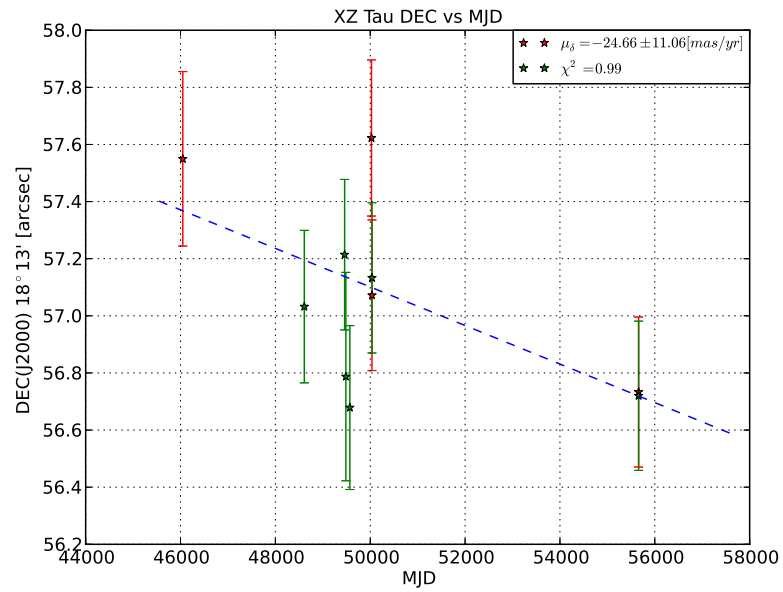


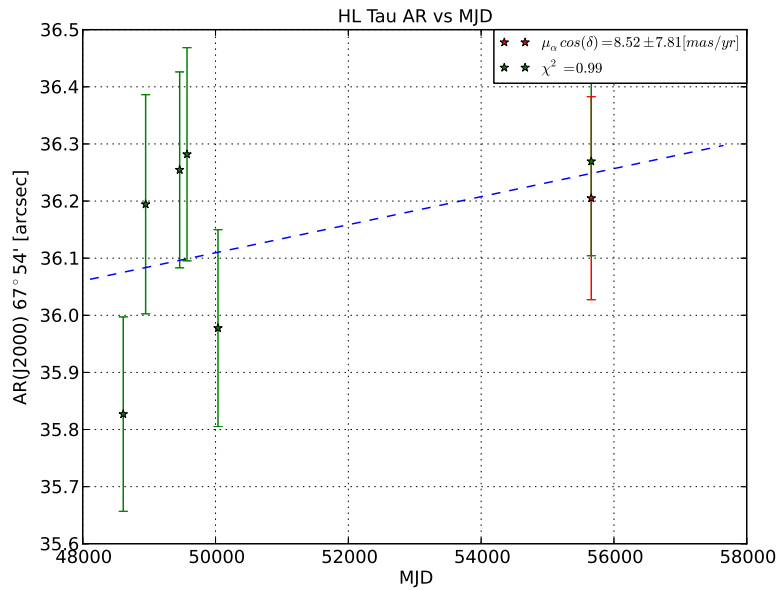
Figura 4.6: Día Juliano Medio vs declinación para la estrella VLA 1623, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



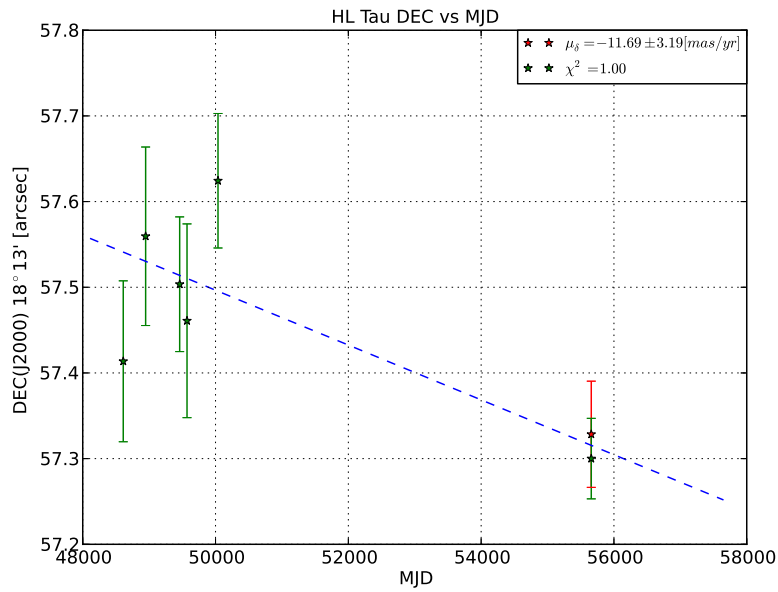
**Figura 4.7:** Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella XZ Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



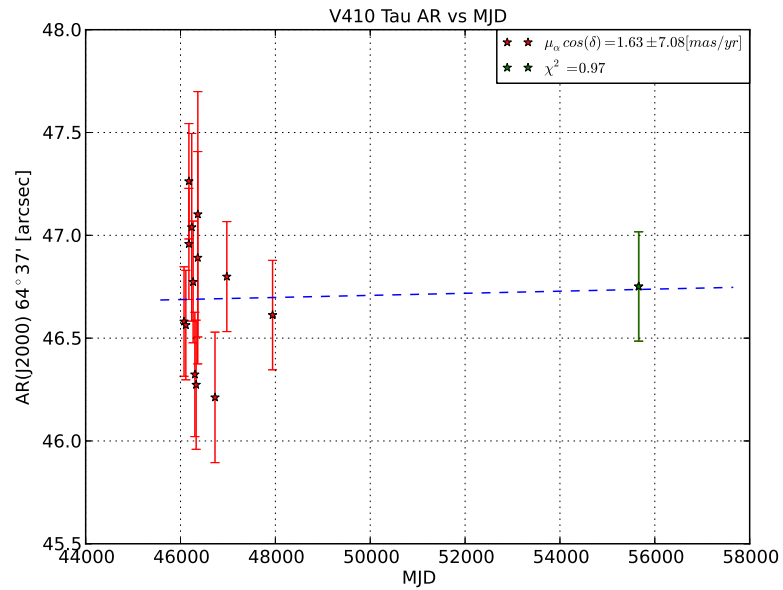
**Figura 4.8:** Día Juliano Medio vs declinación para la estrella XZ Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



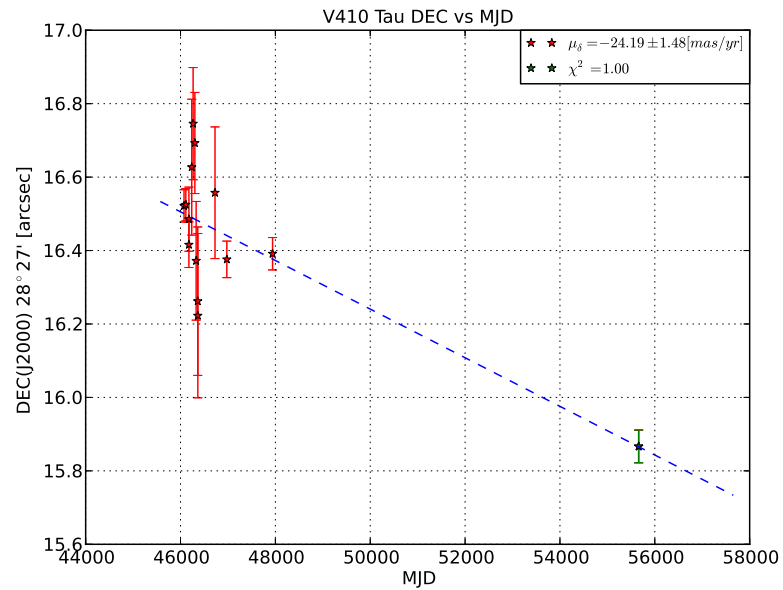
**Figura 4.9:** Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella HL Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



**Figura 4.10:** Día Juliano Medio vs declinación para la estrella HL Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



**Figura 4.11:** Día Juliano Medio vs ascensión recta para la estrella V410 Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.



**Figura 4.12:** Día Juliano Medio vs declinación para la estrella V410 Tau, el código de color es: rojo, banda C, verde, banda X.

Table 4.1. Proyectos considerados en Ofiuco

Fuente	Proyecto-Segmento	Fechas fecha y hora de inicio / fecha y hora de termino AA-MMM-DD(hh:mm:ss)	Config.	Bandas
DoAr 21	AF0051- A	83-Oct-24(19:04:30)/83-Oct-24(20:30:30)	A	L C U
DoAr 21	AF0137- C	87-Aug-13(03:20:49)/87-Aug-13(04:16:39)	A	L C
DoAr 21	AF0137- D	87-Aug-30(22:38:40)/87-Aug-30(23:36:30)	A	L C
DoAr 21	AF0137- F	87-Nov-01(20:38:19)/87-Nov-01(21:28:30)	AB	L C
DoAr 21	AF0137- E	87-Oct-25(21:31:39)/87-Oct-25(22:25:49)	AB	L C
DoAr 21	AM0142- A	85-Mar-24(07:39:09)/85-Mar-24(11:25:10)	AB	L C U
DoAr 21	AM0142- A	85-Mar-24(11:25:20)/85-Mar-24(15:32:29)	AB	L C U
DoAr 21	AP0181- A	90-Feb-19(02:23:40)/90-Feb-19(19:13:30)	A	C
DoAr 21	AW0290- B	91-Jun-11(04:31:40)/91-Jun-11(09:24:40)	A	P L C X U
DoAr 21	VP0101- A	90-Mar-13(09:42:59)/90-Mar-13(12:10:20)	A	C
S1 / VLA 1623	AA0065- XX	87-Aug-06(22:14:00)/87-Aug-07(00:43:19)	A	P L C U
S1 / VLA 1623	AA0065- XX	87-Aug-07(00:43:39)/87-Aug-07(04:40:40)	A	P L C U
S1 / VLA 1623	AA0065- XX	87-Aug-07(04:40:50)/87-Aug-07(06:39:50)	A	P L C
S1 / VLA 1623	AA0100- XX	89-Feb-24(09:26:50)/89-Feb-24(17:23:10)	AB	L C X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Dec-12(17:18:40)/91-Dec-12(18:48:19)	AB	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Jul-08(06:11:49)/91-Jul-08(07:08:29)	A	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Jul-25(05:08:29)/91-Jul-25(06:31:39)	A	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Jul-29(03:46:40)/91-Jul-29(05:15:59)	A	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Jun-18(07:57:19)/91-Jun-18(09:27:00)	A	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Jun-24(03:35:20)/91-Jun-24(04:19:09)	A	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Nov-03(21:54:49)/91-Nov-03(23:52:50)	AB	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Nov-22(21:36:39)/91-Nov-22(23:05:50)	AB	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Oct-15(21:09:19)/91-Oct-15(23:05:30)	AB	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	91-Sep-22(00:40:49)/91-Sep-22(02:39:40)	AB	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	93-Mar-06(10:52:10)/93-Mar-06(11:14:40)	B	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	93-Mar-07(12:43:29)/93-Mar-07(13:05:29)	B	X
S1 / VLA 1623	AA0123- XX	93-Mar-11(09:30:30)/93-Mar-11(11:54:50)	B	X
S1 / VLA 1623	AM0142- A	85-Mar-24(07:39:09)/85-Mar-24(11:25:10)	AB	L C U
S1 / VLA 1623	UA0002- A	91-Jun-12(02:22:09)/91-Jun-12(08:20:50)	A	C
S1 / VLA 1623	VA0019- B	88-Nov-12(18:21:50)/88-Nov-13(01:51:09)	A	L C
VLA 1623	AA0137- XX	91-Oct-14(20:14:40)/91-Oct-14(21:00:59)	AB	C X
VLA 1623	AA0137- XX	91-Oct-14(21:01:10)/91-Oct-15(01:09:10)	AB	C X
VLA 1623	AA0179- A	94-May-20(04:53:09)/94-May-20(10:50:19)	AB	X Q
VLA 1623	AA0179- A	94-May-20(04:56:50)/94-May-20(10:50:29)	AB:2	X
VLA 1623	AB0817- A	97-Feb-04(12:15:40)/97-Feb-04(17:11:40)	AB	X U
VLA 1623	AH0589- A	96-Dec-30(15:33:59)/96-Dec-30(17:31:49)	A	X K
VLA 1623	AR0277- B	94-Apr-17(07:30:09)/94-Apr-18(03:28:20)	A	X Q

Table 4.1 (cont'd)

Fuente	Proyecto-Segmento	Fechas fecha y hora de inicio / fecha y hora de termino AA-MMM-DD(hh:mm:ss)	Config.	Bandas
VLA 1623	AR0277- C	94-Apr-22(17:35:39)/94-Apr-23(19:33:09)	A:2	X U
VLA 1623	AR0277- C	94-Apr-22(17:35:39)/94-Apr-23(19:33:19)	A	X Q
VLA 1623	AR0277- C	94-Apr-24(07:08:29)/94-Apr-25(03:00:09)	A	X Q
VLA 1623	AR0277- C	94-Apr-25(07:03:59)/94-Apr-25(16:58:50)	A	X Q
YLV 15	AC0573- A	00-Dec-27(13:19:19)/00-Dec-27(17:13:09)	A	C X Q
YLV 15	AC0573- A	00-Dec-27(13:31:50)/00-Dec-27(17:13:06)	A:2	X
YLV 15	AC0573- A	00-Dec-27(17:13:09)/00-Dec-27(18:27:19)	A:2	X
YLV 15	AC0573- A	00-Dec-27(17:13:13)/00-Dec-27(19:44:50)	A	C X Q
YLV 15	AC0630- A	02-Feb-10(13:52:30)/02-Feb-10(19:50:36)	A	X K
YLV 15	AF0355- A	98-Aug-03(05:26:19)/98-Aug-03(06:24:49)	B	X
YLV 15	AF0355- A	98-Aug-04(04:23:49)/98-Aug-04(05:21:10)	B	X
YLV 15	AR0465- B	02-Mar-05(05:11:29)/02-Mar-05(15:18:19)	A	X
YLV 15	AR0465- C	02-Mar-08(09:37:50)/02-Mar-09(05:34:20)	A	C X
YLV 15	AR0465- C	02-Mar-09(13:38:30)/02-Mar-09(18:06:20)	A	C X
YLV 15	BF0083- A	05-Apr-30(06:09:59)/05-Apr-30(10:07:30)	B	X
YLV 15	VA0032- A	90-Jun-18(01:59:10)/90-Jun-18(03:27:00)	AB	X

Note. — Los mismos proyectos fueron usados para obtener las posiciones de las estrellas VLA 1623 y S1, debido a que VLA 1623 está muy cerca de S1 por lo que se puede observar dentro del mismo campo. Es importante mencionar que en algunos proyectos el tiempo sobre la fuente no fue suficiente por lo que dos o más segmentos fueron sumados para obtener una mejor imagen, si las fechas eran apropiadas.

Table 4.2. Proyectos considerados en Tauro

Fuente	Proyecto-Segmento	Fechas	Config.	Bandas
		fecha y hora de inicio / fecha y hora de termino AA-MMM-DD(hh:mm:ss)		
DG Tau (A+B)	AB328-A	85-Mar-02(00:47:59)/85-Mar-02(02:10:39)	A	C
DG Tau (A+B)	AE039-A	84-Dec-14(02:36:50)/84-Dec-14(07:58:10)	A	C
DG Tau (A+B)	AW489-D	98-Nov-24(03:45:29)/98-Nov-24(11:41:30)	C	C
DG Tau (A+B)	AW489-E	98-Dec-02(04:11:30)/98-Dec-02(08:58:39)	C	C
DG Tau (A+B)	AW489-F	98-Dec-19(03:04:30)/98-Dec-19(07:36:59)	C	C
DG Tau (A+B)	AW522-E	00-Jan-15(01:46:53)/00-Jan-15(04:35:29)	B	C
DG Tau (A+B)	AR277-B	94-Apr-17(18:08:59)/94-Apr-18(01:43:10)	A	X
DG Tau (A+B)	AR277-I	96-Dec-24(01:07:10)/96-Dec-24(10:42:09)	A	X
DG Tau (A+B)	AW386-A	94-Jul-08(15:22:49)/94-Jul-08(19:02:59)	B	X
HL Tau	AB262-A	83-Dec-31(02:48:30)/83-Dec-31(07:31:20)	B	C
HL Tau	AB316-A	85-May-16(14:44:39)/85-May-17(01:28:09)	B	C
HL Tau	AB395-B	86-May-26(15:06:10)/86-May-26(15:25:19)	A	C
HL Tau	AE039-A	84-Dec-14(03:05:50)/84-Dec-14(08:27:09)	A	C
HL Tau	AF076-A	84-Jan-02(02:05:50)/84-Jan-02(05:26:39)	B	C
HL Tau	AH567-B	95-Nov-16(04:23:19)/95-Nov-16(10:48:29)	B	X
HL Tau	AR233-A	91-Dec-20(00:58:49)/91-Dec-21(10:21:59)	AB	X
HL Tau	AR276-A	92-Nov-21(03:17:59)/92-Nov-21(12:54:49)	A	X
HL Tau	AR277-B	94-Apr-14(18:10:40)/94-Apr-16(23:53:29)	A	X
HL Tau	AR277-F	96-Nov-26(02:56:21)/96-Nov-26(04:27:59)	A	X
HL Tau	AR277-G	96-Dec-07(02:15:39)/96-Dec-07(11:51:19)	A	X
HL Tau	AR277-M	97-Jan-08(00:10:20)/97-Jan-08(09:45:09)	A:2	X
HL Tau	AR277-A	94-Apr-10(18:06:40)/94-Apr-11(03:37:30)	A	X
T Tau N	AB457-A	87-Jul-03(15:13:30)/87-Jul-03(15:45:49)	A	C
T Tau N	AB457-C	87-Sep-03(09:48:30)/87-Sep-03(15:11:59)	A	C
T Tau N	AB457-D	87-Sep-05(09:40:29)/87-Sep-05(15:04:10)	A	C
T Tau N	AB457-E	87-Oct-05(07:42:40)/87-Oct-05(13:06:09)	A	C
T Tau N	AE039-A	84-Dec-14(02:23:30)/84-Dec-14(07:41:19)	A	C
T Tau N	AJ225-A	92-Nov-17(05:43:40)/92-Nov-17(10:45:49)	A	C
T Tau N	AJ249-A	95-Jul-14(14:43:30)/95-Jul-14(19:12:49)	A	C
T Tau N	AS170-A	83-Sep-17(07:45:49)/83-Sep-17(17:51:29)	A	C
T Tau N	AS255-A	86-Apr-04(19:35:09)/86-Apr-05(03:13:20)	A	C
T Tau N	AW481-A	98-Mar-06(22:57:59)/98-Mar-07(01:40:30)	A	C
T Tau N	AW481-B	98-Mar-22(20:23:59)/98-Mar-23(04:07:00)	A	C
T Tau N	AB457-F	88-Nov-12(05:39:59)/88-Nov-12(11:44:19)	A	X
T Tau N	AB457-G	88-Nov-15(04:58:20)/88-Nov-15(08:02:29)	A	X
T Tau N	AB457-H	89-Feb-06(00:23:50)/89-Feb-06(04:06:50)	A	X
T Tau N	AB457-I	90-Mar-14(20:56:19)/90-Mar-15(02:54:30)	A	X



Para dos de las fuentes que estudiamos (S1 y DoAr21), existe una determinación previa del movimiento propio (Loinard et al., 2008) que se basa en observaciones muy precisas con el *Very Long Baseline Array* (VLBA).

Para estas dos fuentes (Figura 4.1 a 4.4), mostramos las posiciones VLBA además de las posiciones *VLA* que determinamos nosotros, y podemos comparar los movimientos propios que obtenemos con los que reportaron Loinard et al. (2008). Encontramos un muy buen acuerdo, lo que confirma la fiabilidad de los resultados presentados aquí.

Checamos también con las fuentes YLW15 y DG Tau que los resultados que obtenemos son compatibles con los que ya están reportados en la literatura.

Medimos movimiento propios (nuevos) para las fuentes VLA1623 en Ofiuco, y XZ Tau, HL Tau y V410 Tau en Tauro. Debido al número limitado de observaciones disponibles, los errores sobre los movimientos propios en las primeras dos fuentes son grandes. Para las últimas dos, sin embargo, obtenemos movimientos propios más precisos. Cabe señalar, además, que estos movimientos propios se podrían mejorar sustancialmente con nuevas observaciones. Algunas de estas ya están siendo realizadas. En particular, estamos en este momento en el proceso de obtener nuevas mapas del núcleo de Ofiuco en la configuración A del *VLA*. Combinados con los datos de Dzib et al. (2013), y con los datos de archivo que ya calibramos, estas observaciones permitirán aumentar tanto la precisión de los movimientos propios ya medidos, como la cantidad de fuentes con movimientos propios determinados.

## §4.6. Conclusiones

En este capítulo, determinamos los movimientos propios de cuatro nuevas fuentes en Ofiuco y Tauro a partir de observaciones de archivo del *VLA*. Esto sube el número de fuentes con movimientos propios bien determinados en estas dos regiones a  $\sim 20$ , y demuestra el potencial del archivo del *VLA* para obtener movimientos propios en regiones de formación estelar reciente.

Table 4.2 (cont'd)

Fuente	Proyecto-Segmento	Fechas fecha y hora de inicio / fecha y hora de termino AA-MMM-DD(hh:mm:ss)	Config.	Bandas
T Tau N	AB457-J	90-Apr-03(20:37:30)/90-Apr-04(02:05:30)	A	X
T Tau N	AB457-K	90-Apr-06(19:55:49)/90-Apr-07(01:23:49)	A	X
T Tau N	AJ225-A	92-Nov-17(05:43:40)/95-Jul-14(19:12:49)	A	X
T Tau N	AJ277-A	19-Jan-01(22:34:00)/20-Jan-01(09:11:10)	A	X
T Tau N	AK418-A	95-Oct-19(08:38:09)/95-Oct-19(12:27:49)	B	X
T Tau N	AW481-A	98-Mar-06(22:57:59)/98-Mar-23(04:07:00)	A	X
T Tau N	AW481-B	98-Mar-22(20:23:59)/98-Mar-23(04:07:00)	A	X
T Tau N	BB112-A	99-Dec-15(00:51:00)/99-Dec-15(10:58:40)	B	X
V410 Tau	AB325-A	85-Jan-09(04:12:59)/85-Jan-09(04:24:19)	A	C
V410 Tau	AB325-B	85-Feb-16(05:12:59)/85-Feb-16(05:24:29)	A	C
V410 Tau	AB325-C	85-Mar-19(00:11:29)/85-Mar-19(00:22:59)	AB	C
V410 Tau	AB325-D	85-Apr-21(18:28:20)/85-Apr-21(19:38:40)	B	C
V410 Tau	AB325-E	85-May-21(19:01:19)/85-May-21(20:10:20)	B	C
V410 Tau	AB325-F	85-Jun-20(19:02:50)/85-Jun-20(20:12:00)	BC	C
V410 Tau	AB325-G	85-Jul-17(12:47:29)/85-Jul-19(13:19:29)	C	C
V410 Tau	AB325-H	85-Jul-20(16:34:59)/85-Jul-20(16:45:00)	C	C
V410 Tau	AB325-I	85-Aug-25(14:42:29)/85-Aug-25(15:15:30)	C	C
V410 Tau	AB325-J	85-Sep-21(10:57:59)/85-Sep-21(12:06:30)	C	C
V410 Tau	AP181-A	90-Feb-19(02:37:39)/90-Feb-19(06:14:29)	A	C
V410 Tau	AS275-A	86-Oct-24(08:03:59)/86-Oct-24(08:06:59)	C	C
V410 Tau	AS275-B	87-Jun-29(14:48:20)/87-Jun-30(18:31:49)	A	C
V410 Tau	AT090-A	87-Dec-05(07:10:09)/87-Dec-05(07:20:40)	B	C
V410 Tau	AG422-A	94-May-13(16:09:40)/94-May-13(16:19:49)	AB	X
XZ Tau	AB262-A	83-Dec-31(02:48:30)/83-Dec-31(07:31:20)	B	C
XZ Tau	AB316-A	85-May-16(15:37:40)/85-May-17(01:28:09)	B	C
XZ Tau	AE039-A	84-Dec-14(03:05:50)/84-Dec-14(08:27:09)	A	C
XZ Tau	AH567-A	95-Nov-05(09:55:40)/95-Nov-05(10:41:29)	B	C
XZ Tau	AH567-B	95-Nov-16(04:23:19)/95-Nov-16(10:57:59)	B	C
XZ Tau	AG422-A	94-May-13(19:10:29)/94-May-13(19:20:30)	AB	X
XZ Tau	AH567-B	95-Nov-16(04:23:19)/95-Nov-16(10:57:59)	B	X
XZ Tau	AR233-A	91-Dec-20(03:01:40)/91-Dec-21(08:19:20)	AB	X
XZ Tau	AR277-M	97-Jan-08(00:10:20)/97-Jan-08(09:45:09)	A	X
XZ Tau	AW385-A	94-Aug-05(15:39:09)/94-Aug-06(15:50:09)	B	X

Note. — Hay que mencionar que en algunos proyectos el tiempo sobre la fuente no fue suficiente por lo que dos o más segmentos fueron sumados para obtener una mejor imagen, si las fechas eran apropiadas.

Table 4.3. Movimientos propios y velocidades radiales

Fuente	$\mu_{\alpha} \cos(\delta)$ [msegarc año <sup>-1</sup> ]	$\Delta\mu_{\alpha} \cos(\delta)$	$\mu_{\delta}$ [msegarc año <sup>-1</sup> ]	$\Delta\mu_{\delta}$	$\pi$	$\Delta\pi$	$V_r$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta V_r$
S1	-1.07	2.92	-21.43	6.16	8.55	0.5	3.5 <sup>(1)</sup>	1
DoAr 21	-20.30	1.16	-21.76	0.67	8.2	0.37	-4.62 <sup>(2)</sup>	3.32
VLA 1623	20.04	34.44	2.71	20.06	NA	NA	3.63 <sup>(1)</sup>	0.02
XZ Tau	2.07	11.47	-24.66	11.06	7.25 <sup>(6)</sup>	1.89	18.3 <sup>(5)</sup>	0.04
HL Tau	8.52	7.81	-11.69	3.19	NA	NA	18.3 <sup>(12)</sup>	NA
V410 Tau	1.63	7.08	-24.19	1.48	7.3 <sup>(6)</sup>	0.88	19.9 <sup>(5)</sup>	0.3

Note. — Los valores  $\mu_{\alpha} \cos(\delta)$ ,  $\mu_{\delta}$  son los encontrados en este trabajo mientras que los demás vienen de Torres et al. (2009), no tienen índice superior, para los valores adicionales de la literatura que se investigaron se tienen: (1)Loren et al. (1990),(2)Massarotti et al. (2005), (3)Curiel et al. (2003, 2004),(4)Imai et al. (2007),(5)Nguyen et al. (2012),(6)Bertout & Genova (2006),(7)Rodríguez et al. (2012), (8)Rodríguez et al. (2003),(9)Torres et al. (2012),(10)Hartmann et al. (1986),(11)Ducourant et al. (2005a),(12)Beck et al. (2008)

## Capítulo 5

# Conclusiones y trabajo futuro

En esta tesis, contribuimos al estudio del origen del cinturón de Gould. Primero describimos esta estructura Galáctica local, así como las teorías que se han propuesto para explicar su origen. Mostramos cómo generalizar las ecuaciones que describen el campo local de velocidades para tomar en cuenta la expansión del cinturón de Gould, y describimos las observaciones existentes que sugieren que esta estructura está efectivamente en expansión.

Insistimos, sin embargo, en la necesidad para avanzar en la descripción del cinturón de Gould, de aumentar el número de movimientos propios bien determinados, especialmente para regiones de formación estelar recientes. Usando movimientos propios tomados de la literatura, mostramos cómo las regiones de Ofiucio y Tauro parecen estar alejándose una de la otra (a una velocidad relativa de  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) lo que sugiere que estaban muy cercanas una de la otra hace 20 o 25 millones de años. La similitud entre esta edad y la edad dinámica del cinturón de Gould mismo sugiere que en el pasado los elementos descritos compartieron un espacio común en un tiempo dado.

Para complementar los movimientos propios tomados de la literatura, medimos nuevos movimientos propios en las regiones de Ofiucio y Tauro usando datos de archivo del VLA. Esto no solamente aumenta el número de movimientos propios conocidos en estas dos regiones sino que también demuestra el potencial del VLA para conseguir movimientos propios en regiones de formación estelar reciente.

El trabajo presentado aquí se extenderá de dos formas. Primero, complementando las

observaciones disponibles en este momento en Ofiucuo y Tauro con nuevas observaciones (algunas de ellas ya en curso). En paralelo, aplicaremos las técnicas que hemos utilizado y desarrollado aquí a otras regiones (estamos trabajando ya en Perseo y Orión) para ampliar las restricciones sobre la cinemática de cinturón de Gould.

Este es un momento muy adecuado para este tipo de trabajo, ya que con el satélite Gaia, contaremos pronto con movimientos propios muy bien determinados para la población de estrellas del cinturón de Gould que ya no se encuentran en sus nubes natales. Los movimientos propios medidos en el radio que describimos aquí serán un complemento fundamental a estos datos para estrellas todavía muy embebidas en su nube de origen.

# Apéndice A

## Desarrollo de las ecuaciones

Para complementar el capítulo 2, en este apéndice, detallo los pasos que permiten obtener las formulas de las constantes dinámicas en el caso general. Estas ecuaciones las desarrollé con base al tratamiento que tienen en el artículo de Poppel et al. (1994a).

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \tag{A.1}$$

$$\vec{r}(x, y, z) \tag{A.2}$$

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{\vec{0}} x + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{\vec{0}} y + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{\vec{0}} z \\ v &= v_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{\vec{0}} x + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{\vec{0}} y + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_{\vec{0}} z \\ w &= w_0 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_{\vec{0}} x + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)_{\vec{0}} y + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{\vec{0}} z \end{aligned} \tag{A.3}$$

$$\vec{r} = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \tag{A.4}$$

$$\begin{aligned}
x &= r \cos \ell \cos b \\
y &= r \sin \ell \cos b \\
z &= r \sin b
\end{aligned} \tag{A.5}$$

$$\begin{aligned}
u &= u_0 + r \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right] \\
v &= v_0 + r \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right] \\
w &= w_0 + r \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right]
\end{aligned} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned}
-u_0 &= S_{\odot} \cos \ell_{\odot} \cos b_{\odot} \equiv u_{\odot} \\
-v_0 &= S_{\odot} \sin \ell_{\odot} \cos b_{\odot} \equiv v_{\odot} \\
-w_0 &= S_{\odot} \sin b_{\odot} \equiv w_{\odot}
\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$V_{rad} = u \cos \ell \cos b + v \sin \ell \cos b + w \sin b,$$

$$V_{\ell} = -u \sin \ell + v \cos \ell, \tag{A.8}$$

$$V_b = -u \cos \ell \sin b - v \sin \ell \sin b + w \cos b.$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= \left\{ u_0 + r \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right] \right\} \cos \ell \cos b \\
&+ \left\{ v_0 + r \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right] \right\} \sin \ell \cos b \\
&+ \left\{ w_0 + r \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\vec{0}} \sin b \right] \right\} \sin b
\end{aligned} \tag{A.9}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
+r &\left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos^2 \ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos^2 b \cos \ell + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \cos \ell \cos b \right] \\
+r &\left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos^2 b \sin \ell + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin^2 \ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \sin \ell \cos b \right] \\
+r &\left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b \sin b + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b \sin b + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin^2 b \right]
\end{aligned} \tag{A.10}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
+r &\left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos^2 \ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\sin 2\ell}{2} \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos^2 b \frac{\sin 2\ell}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin^2 \ell \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b \sin b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \sin b \cos \ell \cos b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin^2 b \right\}
\end{aligned} \tag{A.11}$$



$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
&+ r \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos^2 \ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \frac{\sin 2\ell}{2} \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \cos^2 b \frac{\sin 2\ell}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \sin^2 \ell \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + D' \sin \ell \cos b \sin b + E' \sin b \cos \ell \cos b + K'' \sin^2 b \right\}
\end{aligned} \tag{A.12}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
&\quad + r \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \sin 2\ell \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\vec{0}} \frac{\cos 2\ell + 1}{2} \cos^2 b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\vec{0}} \frac{1 - \cos 2\ell}{2} \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + D' \sin \ell \cos b \sin b + E' \sin b \cos \ell \cos b + K'' \sin^2 b \right\}
\end{aligned} \tag{A.13}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
+r \left\{ A' \sin 2\ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell + 1}{2} \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{1 - \cos 2\ell}{2} \cos^2 b \right. \\
&\quad \left. + D' \sin \ell \cos b \sin b + E' \sin b \cos \ell \cos b + K'' \sin^2 b \right\}
\end{aligned} \tag{A.14}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
+r \left\{ A' \sin 2\ell \cos^2 b + \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell \cos^2 b}{2} + \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos^2 b}{2} \right. \\
&\quad \left. + D' \sin \ell \cos b \sin b + E' \sin b \cos \ell \cos b + K'' \sin^2 b \right\}
\end{aligned} \tag{A.15}$$

$$\begin{aligned}
V_{rad} &= u_0 \cos \ell \cos b + v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \sin b \\
+r \{ A' \sin 2\ell \cos^2 b + C' \cos 2\ell \cos^2 b + D' \sin \ell \cos b \sin b \\
&\quad + E' \sin b \cos \ell \cos b + K' \cos^2 b + K'' \sin^2 b \}
\end{aligned} \tag{A.16}$$

$$V_\ell = -u \sin \ell + v \cos \ell \tag{A.17}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & - \left\{ u_0 + r \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \right] \right\} \sin \ell \\
& + \left\{ v_0 + r \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \right] \right\} \cos \ell
\end{aligned} \tag{A.18}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + r \left[ - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b \sin \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin^2 \ell \cos b - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \sin \ell \right] \\
& + v_0 \cos \ell + r \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos^2 \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b \cos \ell + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \cos \ell \right]
\end{aligned} \tag{A.19}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b \sin \ell \right. \\
& - \left. \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \left( \frac{1 - \cos 2\ell}{2} \right) \cos b - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \sin \ell \right. \\
& \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \left( \frac{\cos 2\ell + 1}{2} \right) \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \cos \ell \right\}
\end{aligned} \tag{A.20}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \sin b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right\} \\
& + r \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b \sin \ell + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell \cos b}{2} \right. \\
& \left. - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos b}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell \cos b}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos b \right\}
\end{aligned} \tag{A.21}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \sin b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right\} \\
& + r \cos b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \sin \ell + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell}{2} \right. \\
& \left. - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{1}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell}{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \right\}
\end{aligned} \tag{A.22}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \sin b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right\} \\
& + r \cos b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\sin 2\ell}{2} + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell}{2} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \right\}
\end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\begin{aligned}
V_\ell = & -u_0 \sin \ell + v_0 \cos \ell + r \sin b \left\{ \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \cos \ell - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right\} \\
& + r \cos b (+A' \cos 2\ell + B' - C' \sin 2\ell)
\end{aligned} \tag{A.24}$$

$$V_b = -u \cos \ell \sin b - v \sin \ell \sin b + w \cos b \tag{A.25}$$

$$\begin{aligned}
V_b = & - \left( u_0 + r \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}}^x \cos \ell \sin b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \right] \right) \cos \ell \sin b \\
& - \left( v_0 + r \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}}^x \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \right] \right) \sin \ell \sin b \tag{A.26} \\
& - \left( w_0 + r \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{0}}^x \cos \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \right] \right) \cos b
\end{aligned}$$

$$V_b = -u_0 \cos \ell \sin b - v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \cos b$$

$$\begin{aligned}
& -r \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos^2 \ell \cos b \sin b + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos b \cos \ell \sin b + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin^2 b \cos \ell \right. \\
& \left. + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos b \sin \ell \sin b + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin^2 \ell \cos b \sin b + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin^2 b \sin \ell \right. \\
& \left. - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell \cos^2 b - \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \cos^2 b - \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin b \cos b \right]
\end{aligned} \tag{A.27}$$

Separa aqui

$$V_b = -u_0 \cos \ell \sin b - v_0 \sin \ell \cos b + w_0 \cos b$$

$$\begin{aligned}
& -r \sin^2 b \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \cos \ell + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right) \\
& + r \cos^2 b \left( \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \cos \ell + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \sin \ell \right)
\end{aligned} \tag{A.28}$$

$$\begin{aligned}
& -r \sin b \cos b \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \frac{\cos 2\ell}{2} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \right. \\
& \left. + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \frac{\sin 2\ell}{2} - \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \right\}
\end{aligned}$$

$$A' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\bar{0}} \tag{A.29}$$

$$A' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial R} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.30})$$

$$A' = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (-u_{\odot} - \Pi + \Theta \theta) - \frac{\partial}{\partial R} (-v_{\odot} - \Theta + \Pi \theta) \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.31})$$

$$A' = \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} u_{\odot} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi - \frac{1}{R} \Theta + \frac{\partial}{\partial R} v_{\odot} - \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Pi \frac{\partial}{\partial R} \theta \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.32})$$

$$A' = \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi - \frac{1}{R} \Theta - \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Pi \frac{\partial}{\partial R} \theta \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.33})$$

$$B' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.34})$$

$$B' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial R} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.35})$$

$$B' = \frac{1}{2} \left( -\frac{\partial}{\partial R} (-v_{\odot} + \Theta + \Pi \theta) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (-u_{\odot} - \Pi + \Theta \theta) \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.36})$$

$$B' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial R} v_{\odot} - \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \frac{\partial}{\partial R} \Pi \theta + \Pi \frac{\partial}{\partial R} \theta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} u_{\odot} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta \theta \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.37})$$

$$B' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial R} v_{\odot} - \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Pi \frac{\partial}{\partial R} \theta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} u_{\odot} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi + \frac{1}{R} \Theta \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.38})$$

$$C' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.39})$$

$$C' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial R} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.40})$$

$$C' = \frac{1}{2} \left( -\frac{\partial}{\partial R} (-u_{\odot} - \Pi + \Theta \theta) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (-v_{\odot} + \Theta + \Pi \theta) \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.41})$$

$$C' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial R} u_{\odot} + \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Theta \frac{\partial}{\partial R} \theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Theta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} v_{\odot} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi \theta \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.42})$$

$$C' = \frac{1}{2} + \left( \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Theta \frac{\partial}{\partial R} \theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta - \frac{1}{R} \Pi \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.43})$$

$$D' = \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.44})$$

$$D' = \left( \frac{\partial \xi}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.45})$$

$$D' = \left( \frac{\partial}{\partial \xi} (-v_{\odot} + \Theta + \Pi \theta) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (-w_{\odot} + z) \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.46})$$

$$D' = - \left( \frac{\partial}{\partial \xi} v_{\odot} + \frac{\partial}{\partial \xi} \Theta + \Pi \frac{\partial}{\partial \xi} \theta + \theta \frac{\partial}{\partial \xi} \Pi - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} w_{\odot} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} z \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.47})$$

$$E' = \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.48})$$

$$E' = \left( \frac{\partial \xi}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial R} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.49})$$

$$E' = \left( \frac{\partial}{\partial \xi} (-U_{\odot} - \Pi + \Theta \theta) - \frac{\partial}{\partial R} (-w_{\odot} + z) \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.50})$$

$$E' = - \left( \frac{\partial}{\partial \xi} U_{\odot} - \frac{\partial}{\partial \xi} \Pi + \Theta \frac{\partial}{\partial \xi} \theta + \theta \frac{\partial}{\partial \xi} \Theta + \frac{\partial}{\partial R} w_{\odot} - \frac{\partial}{\partial R} z \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.51})$$

$$E' = - \left( \frac{\partial}{\partial \xi} \Pi - \frac{\partial}{\partial R} z \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.52})$$

$$K' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.53})$$

$$K' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)_{\bar{\sigma}} \quad (\text{A.54})$$

$$K' = \frac{1}{2} \left( -\frac{\partial}{\partial R}(-u_{\odot} - \Pi + \Theta\theta) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta}(-v_{\odot} + \Theta + \Pi\theta) \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.55})$$

$$K' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial R} u_{\odot} + \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \frac{\partial}{\partial R} \Theta\theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Theta - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} v_{\odot} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Pi\theta \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.56})$$

$$K' = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial}{\partial R} \Pi - \Theta \frac{\partial}{\partial R} \theta - \theta \frac{\partial}{\partial R} \Theta + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta + \frac{1}{R} \Pi \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.57})$$

$$K'' = \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.58})$$

$$K'' = \left( \frac{\partial \xi}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \xi} \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.59})$$

$$K'' = \left( \frac{\partial}{\partial \xi} (-w_{\odot} + z) \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.60})$$

$$K'' = - \left( \frac{\partial}{\partial \xi} w_{\odot} + \frac{\partial}{\partial \xi} z \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.61})$$

$$K'' = \left( \frac{\partial}{\partial \xi} z \right)_{\bar{0}} \quad (\text{A.62})$$





## Apéndice B

# Calibración de datos VLA de archivo

### §B.1. Python y CASA

En el capítulo 4, presentamos nuevas mediciones de movimientos propios en las regiones de Ofiuco y Tauro. Estos resultados se obtuvieron analizando datos del VLA descargados del archivo (público) de dicho instrumento. Para calibrar y analizar estos datos, utilicé varias herramientas y desarrollé estrategias semi-automatizadas que describiré aquí.

CASA son las siglas en inglés para *Common Astronomy Software Applications*. CASA es un paquete de software que se está desarrollando principalmente para apoyar las necesidades del post-procesamiento de datos de la nueva generación de radio interferómetros como ALMA (siglas en inglés para *Atacama Large Millimeter Array*) y el Jansky VLA. Este paquete puede procesar por igual datos procedentes de una sola antena o de un arreglo interferométrico, y es desarrollado por un consorcio internacional de científicos con base en el *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO), el *European Southern Observatory* (ESO), el *National Astronomical Observatory of Japan* (NAOJ), el *Australia Telescope National Facility* (CSIRO/ATNF) y el *Netherlands Institute for Radio Astronomy* (ASTRON) bajo la guía de NRAO.

La infraestructura de CASA consiste en un conjunto de herramientas de C++ interconectadas entre sí bajo una interfaz de iPython como un conjunto de tareas para reducción

de datos. Esta estructura provee flexibilidad para procesar los datos tanto mediante una interfaz interactiva, como a través de “*scripts*” de Python. Aparte de las tareas para reducción de datos, tiene muchas herramientas para el post-procesamiento de los datos y de las imágenes y que lo hacen aún más flexible.

CASA tiene básicamente dos tipos de funciones: las tareas (*tasks*) y las herramientas (*tools*). Ambas pueden ser llamadas desde un *script* de Python que permite controlar el flujo de ejecución, así como especificar las opciones que usamos para la reducción de los datos en cada uno de los proyectos en los que se está trabajando.

## §B.2. El modelo estándar de reducción de datos

En esta sección se describirá de forma sencilla el proceso de reducción de datos en CASA para proyectos del VLA en el continuo.

Hay tres formas de ejecutar CASA: la interactiva, la pseudo-interactiva y la que se usa en este trabajo que es la no-interactiva vía un *script*. En este último caso, una serie de funciones (*tasks*) se combinan en un *script* y se ejecutan desde CASA vía un archivo ejecutable (`'nombre-del-script.py'`). Aunque hay una pequeña diferencia de los programas escritos y ejecutados con la definición formal, los *scripts* ejecutables usados en este trabajo tienen la opción de interactuar con el usuario en algunos puntos críticos del *script* donde el programa no tiene capacidad de discernir y escoger la mejor opción. En esos puntos se detiene y espera que el usuario le de el valor correcto de la variable en cuestión.

### §B.2.1. Análisis inicial de los datos y marcado básico

Los datos del VLA que se obtienen del archivo de NRAO están organizados en “*measurement sets*” (`archivo.ms`). Primero, se aplica un marcado básico en los datos con algún tipo de error o que se tiene que poner atención en ellos, por errores sistemáticos o de cualquier tipo, en inglés se conoce como (*flag*) . En este procedimiento, se toma en cuenta cuando

la visión de unas antenas se reduce debido a que otras antenas están dentro de su área de visión, este problema se conoce como ensombrecimiento o en inglés “*shadowing*”, esto sucede más con las configuraciones más compactas pero debe de revisarse en todas las configuraciones ya que dependiendo de la elevación de la fuente puede o no aparecer este problema. En los datos recientes, este paso se da directamente de la página de solicitud de datos donde se encuentra marcada la opción “*Apply flags generated during observing*”. Sin embargo, si nos referimos a los datos históricos del VLA, en la mayoría de los casos no se tiene certeza de que exista un archivo electrónico con las marcas (*flags*) generados durante la observación. (No siempre existe el archivo *log* electrónico que es donde se guardan estos datos.)

Antes de empezar el proceso de calibración, hay que revisar las condiciones de la observación para tratar de encontrar problemas conocidos dentro de los datos obtenidos. Para eso consultamos el “*observer log*” cuyo vínculo se encuentra a la extrema derecha en el mismo renglón donde se consultan los datos para su obtención en la página de NRAO.

En este archivo, se pueden encontrar información referente a las condiciones climáticas durante la observación, así como detalles técnicos referentes a las antenas (por ejemplo que no se encuentren en su lugar, que no estén funcionando apropiadamente los receptores, etc.) Cabe mencionar que desde el 2002 ya hay archivos *log* disponibles en formato electrónico para consulta. Ver figura B.1 para un ejemplo de un archivo *log*.

Otro paso importante es obtener información básica de los datos que nos interesan. Para esto incorporamos en el *script* el *task listobs* cuya salida es la lista de los *scans* individuales que forman parte de la observación, las frecuencias, la lista de fuentes, la localización de las antenas etc. Ver figura B.2 para un ejemplo de la información que provee *listobs*.

Cabe mencionar que las antenas están numeradas con el prefijo “ea” para las observaciones más recientes y con el prefijo “VA” para las observaciones más antiguas, por lo que en los *tasks* de CASA se toma en cuenta ambos prefijos, y en los *scripts* desarrollados se tiene en cuenta únicamente el “VA”.

Para graficar la posición de las antenas en el momento de la observación, se usa el *task plotants* que crea una imagen de las mismas y la guarda para referencia. Ver figura B.3

Observing Control Scripts				
Project	Telescope	Observer	Script First Time	Script Last Time
AL0593	VLA	Luis F. Rodriguez	03-Aug-20 10:47:01	03-Aug-20 17:08:20

```

/.AL593 150
/* ***
/* *** NRAO VLA Observe Program, JObserve 1.7.0, February 10 2003
/* ***
/* *** Observation day 59,588 at 01 30 00 LST, 2003.08.20 03:47:01 MST.
/* ***
/* *** Observer
/* *** Luis F. Rodriguez Phone
/* *** Instituto de Astronomia, Campus UNAM Office: 52-443-3222742
/* *** Ant. Carr. a Patzcuaro 8701 During Observations: 52-443-3222742
/* *** Morelia, Michoacan 58190
/* *** MEXICO
/* ***
/* *** E-Mail address
/* *** l.rodriguez@astrosmo.unam.mx
/* ***
/* *** Observing mode(s): Continuum
/* ***
/* *** Special Instructions
/* *** Please make sure to spend at least 1 or 2 minutes in first scan of
/* *** 0403+260.
/* ***
/* ***
/* ***
/* *** Date Prepared: August 16, 2003 7:54:07 PM CDT
/* ***
0403+260 01 38 40 04 03 05.5860 +26 00 01.502C UU A 0000 0.90
//DS 10
//LO 19.6 19.6 3610 3660 0000
//FISF 100.000000 200.000000
TTAU 01 47 50 04 21 59.4360 +19 32 06.415C UU 0000
//DS 10
//LO 19.6 19.6 3610 3660 0000
//FISF 100.000000 200.000000
0403+260 01 50 01 04 03 05.5860 +26 00 01.502C UU A 0000 0.90
//DS 10
//LO 19.6 19.6 3610 3660 0000
//FISF 100.000000 200.000000

```

Figura B.1: Ejemplo de un archivo *log*.

para un ejemplo de la imagen de la posición de las antenas. Después de esto se usa el *task clearstat()* para desbloquear los candados generados por el *task* anterior en el modo *script*.

Es recomendable examinar los datos para marcar los que se sabe de antemano que son datos malos. Esto lo podemos hacer usando el *observer log* en caso de que exista o el *script* genera un archivo para marcar los datos que al inspeccionarlos sea evidente que no son buenos.

Para este trabajo, el marcado de datos malos se hace en dos ocasiones. Primero después de revisar los datos, ya que se tiene información confiable sobre el desempeño de las antenas durante la corrida de observación y hace un archivo adicional que se ejecuta. En caso de no tener la información, el archivo se genera automáticamente y si en algún punto de la ejecución del *script* se genera información nueva que permite conocer el desempeño de las antenas y receptores, se puede agregar al archivo correspondiente para futura referencia.

En un segundo punto se genera una gráfica interactiva con los datos de las observaciones de interés usando la función *plotms* que permite localizar en lo individual y en lo general puntos malos. *Plotms* también genera un *log* que se puede rastrear para futuras referencias.

Es una práctica extendida quitar los primeros y los últimos puntos de cada *scan*, ya que frecuentemente estos datos tienen problemas. Estos datos se marcan con la función *flagdata* en el modo *quack*, pero en el caso de observaciones viejas, se debe valorar si es conveniente ya que algunas observaciones tienen muy poco tiempo sobre la fuente y esta opción podría reducir marcadamente el número de datos disponibles.

También es recomendable que cada vez que se manejen los datos ya sea para marcarlos como puntos malos o por otras razones se ejecute el *task clearstat()* que remueve cualquier candado o bloqueo que se pudiese haber generado con el *task flagdata*.

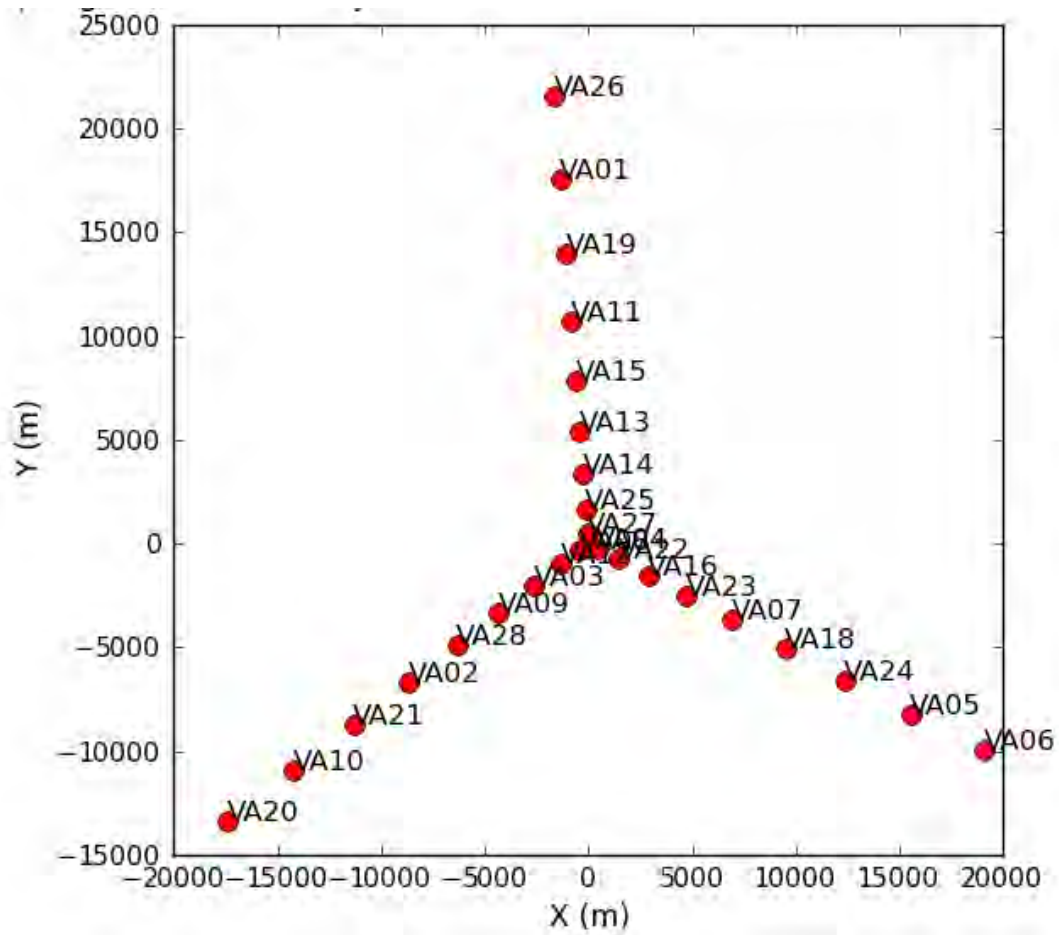
El *task plotms* permite seleccionar un subconjunto de datos para su análisis lo que lo hace una herramienta muy práctica y flexible. Esta herramienta despliega una interfaz gráfica en una ventana externa en la que el usuario puede interactuar con los datos de las visibilidades. Esta interfaz muestra los datos de las visibilidades, entre otras formas, como

```

ID   Code Name          RA           Decl          Epoch   SrcId nRows
 0   A   0406+121          04:09:22.00873 +12.17.39.8493 J2000   0    246402
 1                   HLTAU          04:31:39.02358 +18.14.02.6601 J2000   1    402948
 2   C   1328+307          13:31:08.28729 +30.30.32.9586 J2000   2    69498
Spectral Windows: (2 unique spectral windows and 1 unique polarization setups)
SpwID #Chans Frame Ch1(MHz) ChanWid(kHz) TotBW(kHz) Corrs
 0           1 TOPO  8414.9      50000      50000      RR RL LR LL
 1           1 TOPO  8464.9      50000      50000      RR RL LR LL
Sources: 3
ID   Name              SpwId RestFreq(MHz) SysVel(km/s)
 0   0406+121          any    0              100
 1   HLTAU             any    0              100
 2   1328+307          any    0              100
Antennas: 27:
ID   Name   Station   Diam.   Long.      Lat.
 0   VA01   VLA:_W32  25.0 m  -107.39.54.8 +33.52.27.2
 1   VA02   VLA:_N20  25.0 m  -107.37.13.2 +33.55.09.5
 2   VA03   VLA:_W4   25.0 m  -107.37.10.8 +33.53.59.1
 3   VA04   VLA:_E32  25.0 m  -107.34.01.5 +33.52.50.3
 4   VA05   VLA:_E28  25.0 m  -107.34.39.3 +33.53.04.9
 5   VA06   VLA:_N12  25.0 m  -107.37.09.0 +33.54.30.0
 6   VA07   VLA:_E72  25.0 m  -107.24.42.3 +33.49.18.0
 7   VA08   VLA:_N28  25.0 m  -107.37.18.7 +33.56.02.5
 8   VA09   VLA:_W8   25.0 m  -107.37.21.6 +33.53.53.0
 9   VA10   VLA:_W24  25.0 m  -107.38.49.0 +33.53.04.0
10   VA11   VLA:_W12  25.0 m  -107.37.37.4 +33.53.44.2
11   VA12   VLA:_W36  25.0 m  -107.40.32.6 +33.52.06.0
12   VA13   VLA:_N24  25.0 m  -107.37.16.1 +33.55.37.7
13   VA14   VLA:_E20  25.0 m  -107.35.43.6 +33.53.29.9
14   VA15   VLA:_N36  25.0 m  -107.37.25.6 +33.57.07.6
15   VA16   VLA:_E24  25.0 m  -107.35.13.4 +33.53.18.1
16   VA17   VLA:_N4   25.0 m  -107.37.06.5 +33.54.06.1
17   VA18   VLA:_E12  25.0 m  -107.36.31.7 +33.53.48.5
18   VA19   VLA:_W20  25.0 m  -107.38.21.4 +33.53.19.5
19   VA20   VLA:_W28  25.0 m  -107.39.20.2 +33.52.46.6
20   VA22   VLA:_E4   25.0 m  -107.37.00.8 +33.53.59.7
21   VA23   VLA:_E8   25.0 m  -107.36.48.9 +33.53.55.1
22   VA24   VLA:_E16  25.0 m  -107.36.09.8 +33.53.40.0
23   VA25   VLA:_N16  25.0 m  -107.37.10.9 +33.54.48.0
24   VA26   VLA:_N32  25.0 m  -107.37.22.0 +33.56.33.6
25   VA27   VLA:_N8   25.0 m  -107.37.07.5 +33.54.15.8
26   VA28   VLA:_W16  25.0 m  -107.37.57.4 +33.53.33.0

```

**Figura B.2:** Esta figura es un *screenshot* de cómo aparecen las posiciones de las antenas en el archivo *listobs*.



**Figura B.3:** Esta figura es un ejemplo de cómo aparecen las posiciones de las antenas durante una cierta observación.



amplitudes con respecto al tiempo, o como fases con respecto al tiempo. El despliegue puede ser por antena, por ventana espectral y muchas formas y combinaciones distintas que permiten explorar la calidad de los datos.

Asimismo, esta herramienta permite seleccionar datos y marcarlos, dejando un *log* de los mismos para en caso de necesidad poder rastrear los cambios. Esta herramienta también permite hacer una imagen de los datos para registro o posterior estudio.

### §B.2.2. Calibración

En esta parte, se describirá la calibración de los datos. En general la reducción de datos es un proceso que deriva en una serie de factores de escala y correcciones para los calibradores, que posteriormente son aplicados a los datos de las fuentes de interés. La visibilidad observada  $V'$  entre dos antenas  $(i, j)$  esta relacionada con la visibilidad real  $V$  por:  $V'_{i,j}(u, v, \nu) = b_{ij}(t) [B_i(\nu, t)B_j^*(\nu, t)] g_i(t)g_j(t) V_{i,j}(u, v, \nu) e^{i[\theta_i(t)-\theta_j(t)]}$ . Aquí genealmente se muestra la visibilidad como función de la frecuencia  $\nu$  y de los números de onda espaciales  $u$  y  $v$ . Los términos  $g_i$  y  $\theta_i$  son términos de corrección de la amplitud y fase que (comunmente llamados *ganancia compleja*) que se determinan durante el proceso de calibración. Son términos que hay que determinar por separado para cada antena. En sentido estricto, la ecuación anterior es una simplificación de la ecuación general de medición, pero es suficiente en muchos casos.

El término  $B_i$  corresponde a la calibración de pasabanda, i.e. a la respuesta instrumental como función de la frecuencia  $\nu$ . Esta también varía como función del tiempo, pero no contribuye apreciablemente para el continuo. El término  $b(t)$  corresponde a línea de base, típicamente no se toma en cuenta, pero puede llegar a ser importante para las imágenes de rangos dinámicos más altos o justo después de un cambio de configuración en la posición de las antenas. Si el *log* de observación indica que no se tienen las posiciones correctas de las antenas, implica que no se tienen las longitudes de las líneas de base correctas, por lo que es necesario corregir las posiciones de las antenas. La importancia de este paso reside en que la función de visibilidad es una función de  $u$  y  $v$ . Si las posiciones de las líneas de base son incorrectas, entonces  $u$  y  $v$  están mal calculadas y por lo tanto habrá errores en la imagen. Si se conocen los errores es recomendable hacer los ajustes los más pronto posible dentro de la rutina de reducción de datos. Los cálculos se introducen vía la herramienta *genical* la cual permite correcciones automáticas.

El siguiente paso es el obtener el valor de densidad de flujo para el calibrador de amplitud. Hay únicamente 4 calibradores primarios de este tipo y están muy bien determinados y estandarizados: 3C 295, 3C 286, 3C 48 y 3C 147. Entonces, el procedimiento consiste en suponer que la densidad de flujo de la fuente del calibrador primario es conocida, y se compara con los datos de ese mismo calibrador observado para determinar los valores de  $g_i$ . Es importante tomar en cuenta la estructura del calibrador de flujo, particularmente si uno trabaja en las configuraciones más extendidas del VLA, ya que estos calibradores pueden ser resueltos. NRAO provee en CASA imágenes de cada uno de los calibradores de flujo en cada una de las bandas de observación. Uno puede entonces escoger el modelo (i.e. la imagen) adecuado para cada situación. Por ejemplo, el modelo de 3C 286 en banda C está contenido en el archivo “3C286\_C.im”.

La escala de la densidad de flujo en el VLA se revisa y actualiza periódicamente. Aquí usaremos la versión “Perley-Butler-2010” ya que era la última versión disponible cuando empezamos. Las escalas anteriores también pueden ser especificadas y pueden ser importantes si, por ejemplo, se está realizando una comparación meticulosa con resultados publicados anteriormente. Cabe señalar que existe un estándar más reciente (“Perley-Butler-2013”).

El siguiente paso es derivar las correcciones para las ganancias complejas de las antenas,  $g_i$  y  $\theta_i$ . Para esto, se requiere observar al calibrador de fase que está cerca de la fuente, para minimizar las diferencias debidas a la atmósfera (neutra y/o ionizada) entre las líneas de visión del calibrador de fase y la fuente de interés. Si se determinan las amplitudes de ganancia relativas y las fases para diferentes antenas usando el calibrador de fase, posteriormente se puede determinar la escala de densidad de flujo absoluta por comparación con las amplitudes de la ganancia  $g_i$  derivadas para el calibrador de flujo con aquellas derivadas para el calibrador de fase. Esto eventualmente se hará con el *task fluxscale*.

Ahora que se han derivado todas las soluciones de calibración, es necesario aplicarlas a los datos reales usando el *task applycal*. La columna de datos medidos *DATA* contiene los datos originales. Para aplicar la calibración se deben especificar apropiadamente las tablas de calibración para ser aplicadas a los datos originales (que están en la columna *DATA*) y cuyos resultados se escriben en la columna de datos corregidos *CORRECTED\_DATA*. Si los datos no tienen una columna *CORRECTED\_DATA*, se les crea una después de aplicar

por primera vez *aplycal*.

Primero, se aplica la calibración a cada uno de los calibradores individuales, usando las soluciones para la ganancia derivadas solo para el calibrador usando el parámetro *field*. Finalmente, se aplica la calibración a los campos de las fuentes, interpolando linealmente las soluciones de las ganancias de los calibrador(es) secundario(s). Dado que el calibrador secundario esta cerca de las fuentes de interés en el cielo, se supone que las ganancias aplicadas a las fuentes de interés son muy similares a aquellas derivadas en la dirección del calibrador secundario. Se sabe que esto no es estrictamente verdadero, ya que las ganancias se derivan de observaciones realizadas a tiempos diferentes y en diferentes posiciones en cielo con respecto a la fuente de interés. Sin embargo, si el calibrador secundario esta lo suficientemente cerca de la fuente de interés y el clima es suficientemente estable, está es una aproximación razonable. En caso de que las fuentes de interés sean lo suficientemente brillantes, se podría intentar posteriormente mejorar la calibración obtenida por interpolación del calibrador de fase, usando un procedimiento de auto-calibración.

En este punto se tienen las visibilidades completamente calibradas en la columna de los *CORRECTED\_DATA* del conjunto de datos y vale la pena inspeccionarlos para asegurarse que la calibración hizo lo que se espera. Una forma de hacer esto es con la aplicación *plotms* examinando la amplitud y fase de los datos en la columna *CORRECTED\_DATA*.

Revisando los datos en esta etapa puede revelar datos malos que anteriormente pasaron desapercibidos. Graficar la amplitud corregida vs la distancia UV o contra el tiempo es una buena forma de encontrar esos puntos malos. Usando la interfaz gráfica *plotms* se pueden marcar fácilmente los puntos malos, o también se pueden marcar de manera manual usando el *task flagdata*. Una vez que los datos se ven bien, se continua con el proceso.

### §B.2.3. Imágenes

Por conveniencia los datos ya calibrados (i.e. aquellos de la columna *CORRECTED\_DATA*) se copian en un archivo separado, y se procede a hacer una imagen a partir de este nuevo archivo. Se sabe que las visibilidades y la distribución del brillo en el cielo, lo que llamamos imagen, son pares de transformadas de Fourier:

$$I(\ell, m) = \int V(u, v) e^{[2\pi i(ul+vm)]} dudv \quad (\text{B.1})$$

Las coordenadas  $u$  y  $v$  son las líneas de base, medidas en unidades de la longitud de onda observada, mientras que las coordenadas  $\ell$  y  $m$  son los cosenos directores en el cielo. Para generalizar esto, las coordenadas en el cielo están escritas en términos de los cosenos directores, pero para la mayor parte de las observaciones, estos se pueden relacionar simplemente a la  $\ell$  y la  $m$ . Esta ecuación es válida solo si la coordenada  $w$  de la línea de base puede ser despreciada. Esta última suposición es casi siempre verdadera para altas frecuencias y configuraciones compactas del VLA, pero dicha coordenada  $w$  no puede ser despreciada para bajas frecuencias y configuraciones extendidas como en nuestro caso.

CASA tiene un solo *task* (llamado *clean*) para aplicar la transformada de Fourier a los datos y deconvolucionar la imagen resultante. *Clean* puede ser usado de manera interactiva, buscando componentes limpias en una región señalada por el usuario. En esta interfaz gráfica se puede hacer un acercamiento a diferentes zonas del campo, seleccionar en la escala de color la que permita una mejor apreciación de la emisión y posteriormente seleccionar una caja que puede ser rectangular, elíptica, o una con una forma más parecida a la de la fuente usando un polígono. Es posible tener más de una región seleccionada en un campo dado. Después de seleccionar las fuentes de interés, se le pide a la interfaz gráfica *clean* que aplique la transformada de Fourier a los datos y deconvolucione la imagen. Esto también se puede hacer en el modo interactivo paso a paso ajustando el número de iteraciones que el *task clean* hace por vez regresando a la interfaz gráfica, o se puede seguir automáticamente hasta que la limpieza alcance un umbral previamente establecido. Esta parte no está totalmente recomendada porque puede pasar que el contador de ciclos finalice sin que se haya alcanzado el umbral. Es mejor ir avanzando ciclo por ciclo y revisando cada nueva imagen conforme se va avanzando. Poco a poco se ve como la imagen va mejorando tras cada ciclo, cuando sea suficientemente satisfactoria la imagen se puede dar por terminado el proceso.

#### §B.2.4. Paquetería NOVAS

NOVAS es una librería astronómica desarrollada por el Observatorio Naval de los Estados Unidos de América (USNO)

Es un paquete integral de funciones para calcular varias cantidades de uso común en astronomía de posición. El paquete ofrece en una o dos líneas de código, las coordenadas instantáneas de cualquier estrella o cuerpo de nuestro sistema solar en una variedad de sistemas de coordenadas. A bajo nivel, NOVAS ofrece transformaciones astrométricas útiles como las que se necesitan para precesión, nutación, aberración, paralaje y deflexión gravitacional de la luz. Los cálculos son muy precisos, tan buenos como un milisegundo de arco. La librería NOVAS es fácil de instalar y de usar que puede ser incorporada en los programas de reducción de datos, sistemas de control de telescopios y simulaciones. Las secciones del Almanaque Astronómico de los Estados Unidos de América se preparan con NOVAS.

Los algoritmos usados por NOVAS 3.1 están basados en la formulación matricial y vectorial que es rigurosa y no usa la trigonometría esférica en ningún punto. Los objetos dentro y fuera del sistema solar se tratan de manera semejante. Los vectores de posición que se forman y operan con NOVAS colocan a cada uno de los objetos a su distancia relevante (en UA) desde el baricentro del sistema solar. Objetos a distancia desconocida, esto es paralaje cero o no determinado, son colocados en la “esfera celeste” y se define su distancia como 1Gpc ( $2 \times 10^{14}$  UA).

Este paquete de python incluye la librería de NOVAS y la interfáz de python para su incorporación en códigos de este último y esta disponible en la página de propia del recurso.

### §B.2.5. Paquetería Kapteyn

La paquetería de Kapteyn es un conjunto de modulos y aplicaciones de Python desarrolladas por el grupo de cómputo del Instituto Astronómico Kapteyn, de la Universidad de Groningen en los países bajos. El propósito de la paquetería es ofrecer las herramientas necesarias para el desarrollo de aplicaciones astronómicas usando Python. El paquete puede ser utilizado por personas con y sin experiencia y ofrece documentación para todos los casos. La documentación proporciona secciones en las que se desarrolla a profundidad las transformaciones celestes, las translaciones espectrales y los ajustes no lineales de mínimos cuadrados. Usamos el modulo de ajuste de mínimos cuadrados no lineales (*kmpfit*) para determinar

los movimientos propios a partir de las posiciones medidas.



# Bibliografía

- ANDRE, P., MARTIN-PINTADO, J., DESPOIS, D. & MONTMERLE, T., 1990. Discovery of a remarkable bipolar flow and exciting source in the Rho Ophiuchi cloud core. *Astronomy and Astrophysics*, **236**, 180–192.
- BECK, T. L., MCGREGOR, P. J., TAKAMI, M. & PYO, T.-S., 2008. Spatially Resolved Molecular Hydrogen Emission in the Inner 200 AU Environments of Classical T Tauri Stars. *Astrophysical Journal*, **676**, 472–489.
- BELFORT, P. & CROVISIER, J., 1984. Kinematics of local interstellar clouds. *Astronomy and Astrophysics*, **136**, 368–370.
- BERTOUD, C. & GENOVA, F., 2006. A kinematic study of the Taurus-Auriga T association. *Astronomy and Astrophysics*, **460**, 499–518.
- BLAAUW, A., 1946. A Study of the Scorpio-Centaurus Cluster. *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen*, **52**, 1–132.
- BLAAUW, A., 1952. The evolution of expanding stellar associations; the age and origin of the Scorpio-Centaurus group. *Bulletin Astronomical Inst. Netherlands*, **11**, 414.
- BLAAUW, A., 1956. On the Luminosities, Motions, and Space Distribution of the Nearer Northern O-B5 Stars. *Astrophysical Journal*, **123**, 408.
- BLAAUW, A., 1965. *Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.*, **74**. No. 4.
- BLAAUW, A., 1983. Some remarks on the OB associations in our neighbourhood. *Irish Astronomical Journal*, **16**, 141–147.



- BLAAUW, A., 1991. OB Associations and the Fossil Record of Star Formation. In C. J. Lada & N. D. Kylafis, eds., *NATO ASIC Proc. 342: The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, 125.
- BLACK, J. H., 1987. Heating and cooling of the interstellar gas. In D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., eds., *Interstellar Processes*, vol. 134 of *Astrophysics and Space Science Library*, 731–744.
- BLITZ, L. & SPERGEL, D. N., 1991. The shape of the Galaxy. *Astrophysical Journal*, **370**, 205–224.
- BONNEAU, M. & LALLEMAND, A., 1964. Étude des Vitesses Radiales des Étoiles Jeunes dans la Direction Opposée au Centre de la Galaxie. *Annales de l’Observatoire de Besançon*, **6**, 49–52.
- CLUBE, S. V. M., 1976. The expansion of our Galaxy. *Astrophysics and Space Science*, **44**, 47–62.
- COMERON, F., 1992. *The Gould Belt: Structure and Origin*. Ph.D. thesis, Departament d’Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona, Av. Diagonal, 647, E-08028, Spain ¡EMAIL¡fcomeron@mizar.ub.es¡/EMAIL¡.
- COMERÓN, F. & TORRA, J., 1991. A study on the kinematics of the local system of young stars. *Astronomy and Astrophysics*, **241**, 57–61.
- COMERÓN, F. & TORRA, J., 1994a. The Formation of Stellar Systems by Gravitational Instability in the Cygnus Superbubble. *Astrophysical Journal*, **423**, 652.
- COMERÓN, F. & TORRA, J., 1994b. The origin of the Gould Belt by the impact of a high velocity cloud on the galactic disk. *Astronomy and Astrophysics*, **281**, 35–45.
- COMERON, F., TORRA, J. & GOMEZ, A. E., 1994. On the characteristics and origin of the expansion of the local system of young objects. *Astronomy and Astrophysics*, **286**, 789–798.
- COMERON, F., TORRA, J., JORDI, C. & GOMEZ, A. E., 1993. Anomalous Proper-Motions in the Cygnus Super Bubble Region. *Astronomy and Astrophysics, Supplement Series*, **101**, 37.

- CURIEL, S., GIRART, J. M., RODRÍGUEZ, L. F. & CANTÓ, J., 2003. Very Large Array Observations of Proper Motions in YLW 15. *Astrophysical Journal, Letters to the Editor*, **582**, L109–L113.
- CURIEL, S., GIRART, J. M., RODRÍGUEZ, L. F. & CANTÓ, J., 2004. VLA Observations of Orbital Motions in YLW 15. In C. Allen & C. Scarfe, eds., *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 21 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 137–138.
- DANLY, L., 1989. The kinematics of Milky Way halo gas. I - Observations of low-ionization species. *Astrophysical Journal*, **342**, 785–806.
- DAVIES, R. D., 1960. A study of neutral hydrogen in the solar neighbourhood of the Milky Way. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **120**, 483.
- DUCOURANT, C., LE CAMPION, J. F., RAPAPORT, M., CAMARGO, J. I. B., SOUBIRAN, C., PERIE, J. P., TEIXEIRA, R., DAIGNE, G., TRIAUD, A., REQUIEME, Y., FRESNEAU, A. & COLIN, J., 2005a. VizieR Online Data Catalog: PM2000 Bordeaux Proper Motion catalogue (Ducourant+, 2006). *VizieR Online Data Catalog*, **1300**, 0.
- DUCOURANT, C., TEIXEIRA, R., PÉRIÉ, J. P., LECAMPION, J. F., GUIBERT, J. & SARTORI, M. J., 2005b. Pre-main sequence star Proper Motion Catalogue. *Astronomy and Astrophysics*, **438**, 769–778.
- DZIB, S. A., LOINARD, L., MIODUSZEWSKI, A. J., CLAUSSEN, M., RODRIGUEZ, L. F. & TORRES, R. M., 2011. The Distance to the Ophiucus Stellar Formation Region. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts 217*, vol. 43 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 434.46.
- DZIB, S. A., LOINARD, L., MIODUSZEWSKI, A. J., RODRÍGUEZ, L. F., ORTIZ-LEÓN, G. N., PECH, G., RIVERA, J. L., TORRES, R. M., BODEN, A. F., HARTMANN, L., EVANS, II, N. J., BRICEÑO, C. & TOBIN, J., 2013. The Gould's Belt Very Large Array Survey. I. The Ophiuchus Complex. *Astrophysical Journal*, **775**, 63.
- DZIB, S. A., LOINARD, L., RODRÍGUEZ, L. F., MIODUSZEWSKI, A. J., ORTIZ-LEÓN, G. N., KOUNKEL, M. A., PECH, G., RIVERA, J. L., TORRES, R. M., BODEN, A. F., HARTMANN, L., EVANS, II, N. J., BRICEÑO, C. & TOBIN, J., 2015. The Gould's Belt

- Very Large Array Survey. IV. The Taurus-Auriga Complex. *Astrophysical Journal*, **801**, 91.
- ELMEGREEN, B., 1992a. Triggered Star Formation. In G. Tenorio-Tagle, M. Prieto & F. Sanchez, eds., *Star Formation in Stellar Systems*, 381.
- ELMEGREEN, B. G., 1985. A new look at density waves and star formation. *Physica Scripta Volume T*, **11**, 48–52.
- ELMEGREEN, B. G., 1987. Cloud formation and destruction. In D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., eds., *Interstellar Processes*, vol. 134 of *Astrophysics and Space Science Library*, 259–280.
- ELMEGREEN, B. G., 1992b. Large-scale dynamics in the Interstellar Medium. In W. B. Burton, B. G. Elmegreen & R. Genzel, eds., *Saas-Fee Advanced Course 21: The Galactic Interstellar Medium*, 157–274.
- ELMEGREEN, B. G., 1992c. Propagating Star Formation. In J. Palous, W. B. Burton & P. O. Lindblad, eds., *Evolution of Interstellar Matter and Dynamics of Galaxies*, 178.
- ELMEGREEN, B. G., 1993. Formation of interstellar clouds and structure. In E. H. Levy & J. I. Lunine, eds., *Protostars and Planets III*, 97–124.
- ELMEGREEN, B. G. & LADA, C. J., 1977. Sequential formation of subgroups in OB associations. *Astrophysical Journal*, **214**, 725–741.
- FEAST, M. & WHITELOCK, P., 1997. Galactic kinematics of Cepheids from HIPPARCOS proper motions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **291**, 683.
- FRICKE, W. & TSIUMIS, A., 1975. Galactic rotation and local irregularities derived from fundamental proper motions and radial velocities. *Astronomy and Astrophysics*, **42**, 449–455.
- FROGEL, J. A. & STOTHERS, R., 1977. The local complex of O and B stars. II - Kinematics. *Astrophysical Journal*, **82**, 890–901.
- GAUSTAD, J. E. & VAN BUREN, D., 1993. The distribution of interstellar dust in the solar neighborhood. *Publications of the ASP*, **105**, 1127–1140.

- GOLDSMITH, P. F., HEYER, M., NARAYANAN, G., SNELL, R., LI, D. & BRUNT, C., 2008. Large-Scale Structure of the Molecular Gas in Taurus Revealed by High Linear Dynamic Range Spectral Line Mapping. *Astrophysical Journal*, **680**, 428–445.
- GOLDSTEIN, JR., S. J. & MACDONALD, D. D., 1969. Observations of the 21-CM Hydrogen Line Toward High-Latitude Stars. *Astrophysical Journal*, **157**, 1101.
- GOODMAN, A. A., BASTIEN, P., MENARD, F. & MYERS, P. C., 1990. Optical polarization maps of star-forming regions in Perseus, Taurus, and Ophiuchus. *Astrophysical Journal*, **359**, 363–377.
- GOULD, B. A., 1879. Brightness and position of every star, down to the seventh magnitude, within one hundred degrees of the South Pole. *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, **1**.
- GOULD, B. A. & GALLE, J. G., 1874. Observations of Flora at Cordoba. *Astronomische Nachrichten*, **84**, 313.
- GREAVES, J. S., RICHARDS, A. M. S., RICE, W. K. M. & MUXLOW, T. W. B., 2008. Enhanced dust emission in the HL Tau disc: a low-mass companion in formation? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **391**, L74–L78.
- HARTMANN, L., HEWETT, R., STAHLER, S. & MATHIEU, R. D., 1986. Rotational and radial velocities of T Tauri stars. *Astrophysical Journal*, **309**, 275–293.
- HEESCHEN, D. S. & LILLEY, A. E., 1954. Interstellar Hydrogen and the Local System. *Proceedings of the National Academy of Science*, **40**, 1095–1096.
- HEILES, C., 2000. 9286 Stars: An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs. *Astrophysical Journal*, **119**, 923–927.
- HEJLESEN, P. M., 1980. Studies in stellar evolution. II - Age and mass calibrations for hydrogen burning evolutionary stages. *Astronomy and Astrophysics, Supplement Series*, **39**, 347–377.
- HENRY, R. C., 1991. Ultraviolet background radiation. *Annual Review Astronomy and Astrophysics*, **29**, 89–127.

- HERSCHEL, SIR, J. F. W., 1847. *Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825.*
- HOFFLEIT, D. & JASCHEK, C., 1982. *The Bright Star Catalogue.* N.A.
- HUBBLE, E. P., 1922. A general study of diffuse galactic nebulae. *Astrophysical Journal*, **56**, 162–199.
- HUGHES, V. A. & ROUTLEDGE, D., 1972. An Expanding Ring of Interstellar Gas with Center Close to the Sun. *Astrophysical Journal*, **77**, 210.
- IMAI, H., NAKASHIMA, K., BUSHIMATA, T., CHOI, Y. K., HIROTA, T. ET AL., 2007. Astrometry of H<sub>2</sub>O Masers in Nearby Star-Forming Regions with VERA I. IRAS 16293-2422 in  $\rho$  Oph East. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **59**, 1107–.
- KERP, J., LESCH, H. & MACK, K.-H., 1994. The impact of a high velocity cloud onto the galactic disk. *Astronomy and Astrophysics*, **286**, L13–L16.
- KERR, F. J. & LYNDEN-BELL, D., 1986a. A reconsideration of the galactic constants. *Highlights of Astronomy*, **7**, 889–892.
- KERR, F. J. & LYNDEN-BELL, D., 1986b. Review of galactic constants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **221**, 1023–1038.
- KHARCHENKO, N. V., PISKUNOV, A. E., ROESER, S., SCHILBACH, E. & SCHOLZ, R., 2013. Milky Way global survey of star clusters. II. (Kharchenko+, 2013). *VizieR Online Data Catalog*, **355**, 89053.
- LADA, C. J., 1987. Star formation - From OB associations to protostars. In M. Peimbert & J. Jugaku, eds., *Star Forming Regions*, vol. 115 of *IAU Symposium*, 1–17.
- LEPINE, J. R. D. & DUVERT, G., 1994. Star formation by infall of high velocity clouds on the galactic disk. *Astronomy and Astrophysics*, **286**, 60–71.
- LESH, J. R., 1968. The Kinematics of the Gould Belt: an Expanding Group? *Astrophysical Journal, Supplement Series*, **17**, 371.

- LESH, J. R., 1972. New kinematical data for bright southern OB-stars. *Astronomy and Astrophysics, Supplement Series*, **5**, 129.
- LILLEY, A. E., 1955. The Association of Gas and Dust from 21-CM Hydrogen Radio Observations. *Astrophysical Journal*, **121**, 559.
- LINDBLAD, B., 1927. On the state of motion in the galactic system. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **87**, 553–564.
- LINDBLAD, P. O., 1967. 21-cm observations in the region of the galactic anti-centre. *Bulletin Astronomical Inst. Netherlands*, **19**, 34.
- LINDBLAD, P. O., 1974. Gould's Belt (Invited Lecture). In L. N. Mavridis, ed., *Stars and the Milky Way System*, 65.
- LINDBLAD, P. O., WESTIN, T., ZENTELIS, N. & LODEN, K., 1983. Local galactic kinematics. In J. Ruprecht & J. Palous, eds., *Star Clusters and Associations and their Relation to the Evolution of the Galaxy*, 280–286.
- LINDROOS, K. P., 1980. Fortran programmes for reducing uvby-Hbeta photometry and for deriving physical properties of stars. *Stockholms Observatoriums Reports*, **17**.
- LOINARD, L., TORRES, R. M., MIODUSZEWSKI, A. J. & RODRÍGUEZ, L. F., 2008. A Preliminary VLBA Distance to the Core of Ophiuchus, with an Accuracy of 4%. *Astrophysical Journal, Letters to the Editor*, **675**, L29–L32.
- LOINARD, L., TORRES, R. M., MIODUSZEWSKI, A. J., RODRÍGUEZ, L. F., GONZÁLEZ-LÓPEZLIRA, R. A., LACHAUME, R., VÁZQUEZ, V. & GONZÁLEZ, E., 2007. VLBA Determination of the Distance to Nearby Star-forming Regions. I. The Distance to T Tauri with 0.4% Accuracy. *Astrophysical Journal*, **671**, 546–554.
- LOREN, R. B., WOOTTEN, A. & WILKING, B. A., 1990. Cold DCO(+) cores and protostars in the warm Rho Ophiuchi cloud. *Astrophysical Journal*, **365**, 269–286.
- LYNDS, B. T., 1962. Catalogue of Dark Nebulae. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, **7**, 1.
- MAC LOW, M.-M., MCCRAY, R. & NORMAN, M. L., 1989. Superbubble blowout dynamics. *Astrophysical Journal*, **337**, 141–154.

- MASSAROTTI, A., LATHAM, D. W., TORRES, G., BROWN, R. A. & OPPENHEIMER, B. D., 2005. A Search for Substellar Companions around 15 Weak-Lined T Tauri Stars with the Planetary Camera 2 of the Hubble Space Telescope. *Astrophysical Journal*, **129**, 2294–2307.
- MATHEWSON, D. S., 1968. The Local Galactic Magnetic Field and the Nature of the Radio Spurs. *Astrophysical Journal, Letters to the Editor*, **153**, L47.
- MATHEWSON, D. S. & FORD, V. L., 1971. Polarization observations of 1800 stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **153**, 525.
- MURILLO, N. M., LAI, S.-P., BRUDERER, S., HARSONO, D. & VAN DISHOECK, E. F., 2013. A Keplerian disk around a Class 0 source: ALMA observations of VLA1623A. *Astronomy and Astrophysics*, **560**, A103.
- MURTHY, J., HENRY, R. C. & HOLBERG, J. B., 1991. Constraints on the optical properties of interstellar dust in the far-ultraviolet - Voyager observations of the diffuse sky background. *Astrophysical Journal*, **383**, 198–204.
- NARAYANAN, G. & LOGAN, D. W., 2006. Kinematics of Protostellar Objects in the  $\rho$  Ophiuchus A Region. *Astrophysical Journal*, **647**, 1170–1179.
- NGUYEN, D. C., BRANDEKER, A., VAN KERKWIJK, M. H. & JAYAWARDHANA, R., 2012. Close Companions to Young Stars. I. A Large Spectroscopic Survey in Chamaeleon I and Taurus-Auriga. *Astrophysical Journal*, **745**, 119.
- OLANO, C. A., 1982. On a model of local gas related to Gould's belt. *Astronomy and Astrophysics*, **112**, 195–208.
- OPAL, C. B. & WELLER, C. S., 1984. Observations of the stellar radiation field at 975 Å. *Astrophysical Journal*, **282**, 445–451.
- PARRAVANO, A., 1987. Condensation of small spherical non-gravitationally bound cool clouds. *Astronomy and Astrophysics*, **172**, 280–292.
- POPPEL, W., 1997. The Gould Belt System and the Local Interstellar Medium. *Fundamental Cosmic Physics*, **18**, 1–271.

- POPPEL, W. G. L., MARRONETTI, P. & BENAGALIA, P., 1990. Distribution of the Atomic Component in the Local Interstellar Medium. the Warm Neutral Intercloud Medium (wnm). *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **21**, 273.
- POPPEL, W. G. L., MARRONETTI, P. & BENAGLIA, P., 1994a. The warm and cold neutral phase in the local interstellar medium at absolute value of B greater than or equal to 10 deg. *Astronomy and Astrophysics*, **287**, 601–619.
- POPPEL, W. G. L., MARRONETTI, P. & BENAGLIA, P., 1994b. The warm and cold neutral phase in the local interstellar medium at absolute value of B greater than or equal to 10 deg. *Astronomy and Astrophysics*, **287**, 601–619.
- RAYMOND, J. C., COX, D. P. & SMITH, B. W., 1976. Radiative cooling of a low-density plasma. *Astrophysical Journal*, **204**, 290–292.
- REID, M. J., MENTEN, K. M., BRUNTHALER, A., ZHENG, X. W., DAME, T. M., XU, Y., WU, Y., ZHANG, B., SANNA, A., SATO, M., HACHISUKA, K., CHOI, Y. K., IMMER, K., MOSCADELLI, L., RYGL, K. L. J. & BARTKIEWICZ, A., 2014. Trigonometric Parallaxes of High Mass Star Forming Regions: The Structure and Kinematics of the Milky Way. *Astrophysical Journal*, **783**, 130.
- RIVERA, J. L., LOINARD, L., DZIB, S. A., ORTIZ-LEÓN, G. N., RODRÍGUEZ, L. F. & TORRES, R. M., 2015. Internal and Relative Motions of the Taurus and Ophiuchus Star-forming Regions. *Astrophysical Journal*, **807**, 119.
- RODRÍGUEZ, L. F., CURIEL, S., CANTÓ, J., LOINARD, L., RAGA, A. C. & TORRELLES, J. M., 2003. Very Large Array Observations of Proper Motions in L1551 IRS 5. *Astrophysical Journal*, **583**, 330–333.
- RODRÍGUEZ, L. F., DZIB, S. A., LOINARD, L., ZAPATA, L. A., RAGA, A. C., CANTÓ, J. & RIERA, A., 2012. Radio and Optical Observations of DG Tau B. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **48**, 243–249.
- SANDQVIST, A., 1977. New Southern Dark Dust Clouds Discovered on the ESO (B) Atlas. *The Messenger*, **10**, 5–7.
- SCHÖNRICH, R., BINNEY, J. & DEHNEN, W., 2010. Local kinematics and the local standard of rest. *Monthly Notices of the RAS*, **403**, 1829–1833.



- SHAPLEY, H. & CANNON, A. J., 1922. The Distribution of Stars of Spectral Class B. *Harvard College Observatory Circular*, **239**, 1–6.
- SHULL, J. M., 1987. Panel discussion - Phases of the interstellar medium. In D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., eds., *Interstellar Processes*, vol. 134 of *Astrophysics and Space Science Library*, 225–244.
- SNOWDEN, S. L., MCCAMMON, D. & VERTER, F., 1993. The X-ray shadow of the high-latitude molecular cloud MBM 12. *Astrophysical Journal, Letters to the Editor*, **409**, L21–L24.
- SPITZER, JR., L. & FITZPATRICK, E. L., 1992. Highly ionized atoms toward HD 93521. *Astrophysical Journal, Letters to the Editor*, **391**, L41–L44.
- STEPANISHCHEV, A. S. & BOBYLEV, V. V., 2013. Corrections for the Lutz-Kelker bias for Galactic masers. *Astronomy Letters*, **39**, 185–191.
- STOTHERS, R. & FROGEL, J. A., 1974. The local complex of O and B stars. I. Distribution of stars and interstellar dust. *Astrophysical Journal*, **79**, 456.
- STRAUSS, F. M. & POEPEL, W., 1976. Rolling motions in an inner spiral arm. *Astrophysical Journal*, **204**, 94–100.
- TAKAKUBO, K., 1967. Neutral hydrogen at intermediate galactic latitudes. III. Local kinematical properties derived from Gaussian 21-cm profile components; comparison with Ca+ K-line data. *Bulletin Astronomical Inst. Netherlands*, **19**, 125.
- TENORIO-TAGLE, G., 1980. The formation of super-rings. *Astronomy and Astrophysics*, **88**, 61–65.
- TENORIO-TAGLE, G., 1981. The collision of clouds with the galactic disk. *Astronomy and Astrophysics*, **94**, 338.
- TENORIO-TAGLE, G., FRANCO, J., BODENHEIMER, P. & ROZYCZKA, M., 1987. Collisions of high-velocity clouds with the Milky Way - The formation and evolution of large-scale structures. *Astronomy and Astrophysics*, **179**, 219–230.
- TOMISAKA, K., HABE, A. & IKEUCHI, S., 1981. Sequential explosions of supernovae in an OB association and formation of a superbubble. *Astrophysics and Space Science*, **78**, 273–285.

- TORRES, R. M., LOINARD, L., MIODUSZEWSKI, A. J., BODEN, A. F., FRANCO-HERNÁNDEZ, R., VLEMMINGS, W. H. T. & RODRÍGUEZ, L. F., 2012. VLBA Determination of the Distance to nearby Star-forming Regions. V. Dynamical Mass, Distance, and Radio Structure of V773 Tau A. *Astrophysical Journal*, **747**, 18.
- TORRES, R. M., LOINARD, L., MIODUSZEWSKI, A. J. & RODRÍGUEZ, L. F., 2007. VLBA Determination of the Distance to Nearby Star-forming Regions. II. Hubble 4 and HDE 283572 in Taurus. *Astrophysical Journal*, **671**, 1813–1819.
- TORRES, R. M., LOINARD, L., MIODUSZEWSKI, A. J. & RODRÍGUEZ, L. F., 2009. VLBA Determination of the Distance to Nearby Star-Forming Regions. III. HP TAU/G2 and the Three-Dimensional Structure of Taurus. *Astrophysical Journal*, **698**, 242–249.
- VAN BUREN, D. & TEREBEY, S., 1993. IRAS sources near the positions of pulsars. In J. A. Phillips, S. E. Thorsett & S. R. Kulkarni, eds., *Planets Around Pulsars*, vol. 36 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 327–333.
- VAN DEN BERGH, S., 1966. A study of reflection nebulae. *Astrophysical Journal*, **71**, 990–998.
- WARD-THOMPSON, D., KIRK, J. M., GREAVES, J. S. & ANDRÉ, P., 2011. The immediate environment of the Class 0 protostar VLA 1623, on scales of 50 – 100 au, observed at millimetre and centimetre wavelengths. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **415**, 2812–2817.
- WENNMACHER, A., LILIENTHAL, D. & HERBSTMEIER, U., 1992. A very dense H I filament within the Local Hot Bubble. *Astronomy and Astrophysics*, **261**, L9–L12.
- WESSELIUS, P. R. & FEJES, I., 1973. Intermediate-negative-velocity neutral hydrogen at  $b \geq +15$ . *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 15–34.
- WESTIN, T. N. G., 1985. The local system of early type stars - Spatial extent and kinematics. *Astronomy and Astrophysics, Supplement Series*, **60**, 99–134.
- WILKING, B. A., GAGNÉ, M. & ALLEN, L. E., 2008. *Star Formation in the  $\rho$  Ophiuchi Molecular Cloud*, 351.

XU, L., 1993. IAU Symposium No. 156: Developments in astrometry and their impacts on astrophysics and geodynamics (Shanghai, China, September 16 - 19, 1992). *Progress in Astronomy*, **11**, 81.

YUAN, C., 1969. Application of the Density-Wave Theory to the Spiral Structure of the Milky way System. II. Migration of Stars. *Astrophysical Journal*, **158**, 889.