

Parte III
EL PRIMER KILOPARSEC:
EL CINTURÓN DE GOULD

*Deines Auges Leuchten
seh' ich licht;
deines Atems Wehen
fühl' ich warm;
deiner Stimme Singen
hör' ich süß;
doch was du singend mir sagst,
staunend versteh' ich's nicht.*

*Veo con claridad
el fulgor de tus ojos,
percibo el cálido hálito
de tu aliento
y oigo el dulce acento
de tu voz;
pero lo que me dices cantando,
admirado, no alcanzo a entender.*

Siegfried en Siegfried
*Segunda jornada de **Der Ring des Nibelungen***

7 Estructura espacial del Cinturón de Gould

El entorno solar que abarca el primer kpc alrededor del Sol está dominado por una estructura plana y joven de estrellas y gas, que tiene la peculiaridad de mostrar un grado de inclinación importante respecto del plano galáctico. Esta estructura es el denominado *Cinturón de Gould* (CG), y a ella hemos dedicado la parte III¹ de esta memoria. El sistema se identificó originalmente (Gould 1874, 1879) como un círculo máximo inclinado unos 20° respecto del plano galáctico y que estaba trazado por estrellas jóvenes y asociaciones OB, HI frío, nubes de gas molecular y polvo (recientemente se ha descubierto que la estructura también se observa en rayos X y γ). Posteriormente se estimó la masa total del complejo en al menos $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$, con una contribución de $\sim 10^5 M_{\odot}$ para la componente estelar. Las asociaciones de estrellas masivas se concentran en un anillo externo, mientras que recientemente se ha demostrado la existencia de una población joven de estrellas de baja masa que se distribuye a todo lo largo y ancho del plano del CG, al menos en el entorno solar más cercano (hasta unos 200 pc de distancia). Trabajando con muestras de estrellas asociadas al CG, Lesh (1968), Westin (1985) y Comerón, Torra y Gómez (1994), entre otros, encontraron, además de un valor positivo para el término K de expansión, desviaciones respecto de los valores clásicos en el resto de las constantes de Oort. Por lo que respecta a la edad del complejo, en el CG parecen encontrarse estrellas en todos los intervalos de edad hasta unos 60 Myr. Sin embargo, los modelos que estudian la evolución temporal de la estructura del CG como un todo, arrojan valores para la edad de unos 20-30 Myr. Una detallada revisión de los conocimientos actuales de esta estructura (excepto los del último lustro) puede encontrarse en

¹Los resultados obtenidos en la parte III de esta memoria fueron publicados en su mayor parte en Torra, Fernández y Figueras (2000), habiéndose publicado unos resultados previos en Torra et al. (1997, 2000).

Pöppel (1997).

En esta tercera parte de la memoria estudiaremos la estructura espacial y cinemática del CG. Nuestra gran ventaja respecto a los trabajos anteriormente citados será el disponer de los datos astrométricos del catálogo Hipparcos y de las edades individuales de las estrellas para poder realizar nuestros análisis. En este capítulo utilizaremos nuestras muestras de estrellas O y B para determinar los parámetros que definen la orientación del Cinturón de Gould. En concreto, hallaremos la inclinación de la estructura respecto al plano galáctico y la longitud del nodo ascendente que define la intersección entre el plano del Cinturón y el plano galáctico. También obtendremos el porcentaje de estrellas pertenecientes al CG y al plano galáctico, y las anchuras de cada una de estas dos estructuras. El uso de las edades individuales de las estrellas nos permitirá estimar la edad del Cinturón. Previamente a la obtención de estos resultados, se comprobará a través de unas simulaciones que el método utilizado para la obtención de los parámetros que definen la estructura espacial del CG arroja unos resultados robustos cuando se utilizan nuestras muestras de estrellas.

7.1. Modelo para la determinación de la estructura espacial

Un problema clásico en el estudio del CG ha sido realizar la separación de las estrellas pertenecientes a esta estructura y de las estrellas del cinturón o plano galáctico. Stothers y Frogel (1974) y Taylor et al. (1987) propusieron diferentes algoritmos basados en la asignación individual de estrellas a uno u otro cinturón. Más recientemente, Cabrera-Caño, Elías y Alfaro (2000; a partir de ahora CEA) han propuesto un *criterio de decisión de menor error medio de clasificación* para separar aquellas estrellas pertenecientes a cada cinturón. Todos estos métodos, basados en la distribución espacial de las estrellas, topan contra un obstáculo: la clasificación de las estrellas situadas en la región de superposición de ambos cinturones.

En este capítulo seguiremos un acercamiento alternativo, propuesto por Comerón, Torra y Gómez (1994; a partir de ahora CTG), con la novedad de que en nuestro caso podremos hacer un estudio por grupos de distancia y edad, puesto que en nuestras muestras de estrellas disponemos de estos datos. El método asume que los cinturones de Gould y galáctico forman dos círculos máximos en la esfera celeste

(el Sol se sitúa cerca de la intersección de los planos medios de ambas estructuras), con una densidad de estrellas que decrece con la distancia angular al ecuador de cada cinturón. El decrecimiento en la densidad estelar se supone que sigue una ley gaussiana, siendo la desviación estándar la semianchura angular del cinturón. Entonces, suponemos que la distribución de densidad en la esfera celeste puede ser escrita como:

$$\sigma(l, b) = \sigma_G(l, b) + \sigma_g(l, b) \quad (7.1)$$

donde σ_G y σ_g son las distribuciones de densidad alrededor de los ecuadores del CG y del cinturón galáctico, respectivamente.

La orientación del plano medio del CG se puede definir a través de un vector unitario, perpendicular a dicho plano, con componentes (a_G, b_G, c_G) en la base rectangular galáctica heliocéntrica (X dirigido hacia el centro galáctico, Y en la dirección de la rotación galáctica y Z en la dirección del polo norte galáctico). Este vector unitario nos define la inclinación del CG respecto del cinturón galáctico (i_G) y la longitud de su nodo ascendente (Ω_G):

$$\begin{aligned} \Omega_G &= \arctan\left(\frac{a_G}{b_G}\right) \\ i_G &= \arccos c_G \end{aligned} \quad (7.2)$$

Para una estrella cualquiera con coordenadas galácticas (l, b) , podemos escribir el ángulo θ_G que forma su dirección con el círculo máximo del plano medio del CG como:

$$\sin \theta_G = a_G \cos l \cos b + b_G \sin l \cos b + c_G \sin b \quad (7.3)$$

Por otro lado, la distancia angular de esta misma estrella al círculo máximo del plano galáctico es simplemente la latitud galáctica de la estrella, $\theta_g = b$. De esta manera, un conjunto de N estrellas distribuidas sobre la esfera celeste seguirá aproximadamente la ley de densidad (ver Comerón 1992 para más detalles):

$$\begin{aligned} \sigma(l, b) &= \sigma_G(l, b) + \sigma_g(l, b) \\ &= \frac{Nq \cos \theta_G}{\sqrt{2\pi}\xi_G} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_G}{2\xi_G^2}\right) + \frac{N(1-q) \cos \theta_g}{\sqrt{2\pi}\xi_g} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_g}{2\xi_g^2}\right) \end{aligned} \quad (7.4)$$

donde q es la fracción de estrellas pertenecientes al CG y ξ_G, ξ_g son los senos de las anchuras angulares de cada cinturón (G: Gould; g: galáctico).

Para determinar los parámetros de esta distribución para una muestra de N estrellas se puede aplicar el principio de máxima verosimilitud. Para ello construiremos la función de verosimilitud L :

$$L = \sum_{i=1}^N \sigma(l_i, b_i) \quad (7.5)$$

cuyo logaritmo neperiano es:

$$\begin{aligned} \ln L = & N \ln \left(\frac{N}{\sqrt{2\pi}} \right) + \sum_{i=1}^N \ln \left(\frac{q \cos \theta_{G,i}}{\xi_G} \right) \exp \left(\frac{-\sin^2 \theta_{G,i}}{2\xi_G^2} \right) \\ & + \frac{(1-q) \cos \theta_{g,i}}{\xi_g} \exp \left(\frac{-\sin^2 \theta_{g,i}}{2\xi_g^2} \right) \end{aligned} \quad (7.6)$$

Las condiciones de máxima verosimilitud son:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial a_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial b_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial c_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial \xi_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial \xi_g} = \frac{\partial \ln L}{\partial q} = 0 \quad (7.7)$$

Recordamos que a_G, b_G, c_G se encuentran implícitas en $\sin \theta_{G,i}$. El procedimiento iterativo que se ha seguido para resolver estas ecuaciones, teniendo en cuenta la ligadura $a_G^2 + b_G^2 + c_G^2 = 1$ ha sido el siguiente:

- Paso 1:** Partiremos de unos valores de la orientación del CG aproximados (en forma de componentes $a_{G,0}, b_{G,0}, c_{G,0}$, a partir de unos valores iniciales de la inclinación y la longitud del nodo ascendente, $i_{G,0}$ y $\Omega_{G,0}$) y, para minimizar las correlaciones (debidas a que la distancia angular máxima del CG al plano galáctico es del orden de la anchura de ambas distribuciones), utilizaremos un valor intencionadamente pequeño de ξ_G y ξ_g . Es decir, supondremos que los cinturones tienen una anchura menor que la real, de manera que en una primera iteración determinaremos la orientación del CG fundamentalmente a partir de las estrellas más próximas a su círculo máximo. Para ello comenzaremos resolviendo las ecuaciones $\frac{\partial \ln L}{\partial a_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial b_G} = \frac{\partial \ln L}{\partial c_G} = 0$, que se pueden escribir como:

$$a_G \sum_{i=1}^N x_i^2 S_i + b_G \sum_{i=1}^N x_i y_i S_i + c_G \sum_{i=1}^N x_i z_i S_i = 0$$

$$\begin{aligned}
a_G \sum_{i=1}^N x_i y_i S_i + b_G \sum_{i=1}^N y_i^2 S_i + c_G \sum_{i=1}^N y_i z_i S_i &= 0 \\
a_G \sum_{i=1}^N x_i z_i S_i + b_G \sum_{i=1}^N y_i z_i S_i + c_G \sum_{i=1}^N z_i^2 S_i &= 0
\end{aligned} \tag{7.8}$$

donde hemos definido $x_i = \cos l_i \cos b_i$, $y_i = \sin l_i \cos b_i$, $z_i = \sin b_i$ y:

$$S_i = \frac{\cos \theta_{G,i0} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{G,i0}}{2\xi_G^2}\right)}{\frac{q \cos \theta_{G,i0}}{\xi_G} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{G,i0}}{2\xi_G^2}\right) + \frac{(1-q) \cos \theta_{g,i}}{\xi_g} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{g,i}}{2\xi_g^2}\right)} \tag{7.9}$$

Dividiendo las ecuaciones 7.8 por c_G y definiendo $\alpha_G = \frac{a_G}{c_G}$ y $\beta_G = \frac{b_G}{c_G}$, obtenemos:

$$\begin{aligned}
\alpha_G \sum_{i=1}^N x_i^2 S_i + \beta_G \sum_{i=1}^N x_i y_i S_i &= - \sum_{i=1}^N x_i z_i S_i \\
\alpha_G \sum_{i=1}^N x_i y_i S_i + \beta_G \sum_{i=1}^N y_i^2 S_i &= - \sum_{i=1}^N y_i z_i S_i \\
\alpha_G \sum_{i=1}^N x_i z_i S_i + \beta_G \sum_{i=1}^N y_i z_i S_i &= - \sum_{i=1}^N z_i^2 S_i
\end{aligned} \tag{7.10}$$

Este sistema de ecuaciones se puede resolver a través de un ajuste por mínimos cuadrados, determinándose α_G y β_G . A partir de ellos, obtenemos también c_G :

$$c_G = \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha_G^2 + \beta_G^2}} \tag{7.11}$$

y a partir de éste, a_G y b_G . Una vez hemos obtenido los nuevos valores de a_G , b_G y c_G , recalculemos las funciones S_i y resolveremos nuevamente las ecuaciones 7.10 hasta la convergencia en a_G , b_G y c_G , lo que nos da la orientación del CG.

- **Paso 2:** Una vez obtenida la orientación del CG, pasaremos a calcular la fracción de estrellas q que lo forman. Iniciaremos las iteraciones con un valor $q = q_0$, que se verá incrementado en una cantidad Δq dada por la condición:

$$\left. \frac{\partial \ln L}{\partial q} \right|_{q_0} + \left. \frac{\partial^2 \ln L}{\partial q^2} \right|_{q_0} \Delta q = 0 \Rightarrow \Delta q = \frac{\sum_{i=1}^N T_i}{\sum_{i=1}^N T_i^2} \tag{7.12}$$

donde:

$$T_i = \frac{\frac{\cos \theta_{G,i}}{\xi_G} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{G,i}}{2\xi_G^2}\right) - \frac{\cos \theta_{g,i}}{\xi_g} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{g,i}}{2\xi_g^2}\right)}{\frac{q \cos \theta_{G,i}}{\xi_G} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{G,i}}{2\xi_G^2}\right) + \frac{(1-q) \cos \theta_{g,i}}{\xi_g} \exp\left(\frac{-\sin^2 \theta_{g,i}}{2\xi_g^2}\right)} \quad (7.13)$$

El valor de q incrementado en la cantidad Δq se utiliza en una nueva iteración, hasta alcanzar la convergencia. Para estimar la incertidumbre en q se ha supuesto que las incertidumbres en el número de estrellas del CG (N_G) y del cinturón galáctico (N_g) son $\sqrt{N_G}$ y $\sqrt{N_g}$, respectivamente. De esta manera:

$$\epsilon_q = \sqrt{\frac{q(1-q)}{N}} \quad (7.14)$$

- **Paso 3:** Finalmente, pasaremos a calcular las amplitudes de los cinturones de Gould y galáctico. En lugar de maximizar L en función de ξ_G y ξ_g , lo haremos en función de las variables $x = \frac{1}{\xi_G}$ e $y = \frac{1}{\xi_g}$. Entonces, las ecuaciones de condición son:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln L}{\partial x} = 0 &\Rightarrow x^2 = \frac{\sum_{i=1}^N U_i}{\sum_{i=1}^N \sin^2 \theta_{G,i} U_i} \\ \frac{\partial \ln L}{\partial y} = 0 &\Rightarrow y^2 = \frac{\sum_{i=1}^N V_i}{\sum_{i=1}^N \sin^2 \theta_{g,i} V_i} \end{aligned} \quad (7.15)$$

donde U_i y V_i han sido definidos a partir de los valores iniciales $x = x_0$ y $y = y_0$:

$$\begin{aligned} U_i &= \frac{q \cos \theta_{G,i} \exp\left(\frac{-x_0^2 \sin^2 \theta_{G,i}}{2}\right)}{qx_0 \cos \theta_{G,i} \exp\left(\frac{-x_0^2 \sin^2 \theta_{G,i}}{2}\right) + (1-q)y_0 \cos \theta_{g,i} \exp\left(\frac{-y_0^2 \sin^2 \theta_{g,i}}{2}\right)} \\ V_i &= \frac{(1-q) \cos \theta_{g,i} \exp\left(\frac{-y_0^2 \sin^2 \theta_{g,i}}{2}\right)}{qx_0 \cos \theta_{G,i} \exp\left(\frac{-x_0^2 \sin^2 \theta_{G,i}}{2}\right) + (1-q)y_0 \cos \theta_{g,i} \exp\left(\frac{-y_0^2 \sin^2 \theta_{g,i}}{2}\right)} \end{aligned} \quad (7.16)$$

Una vez hallados los valores de x e y a partir de las ecuaciones 7.15, se vuelve a iterar hasta la convergencia. Una vez obtenidos los valores finales de estas variables, se determinan las amplitudes de los cinturones ξ_G y ξ_g .

Como novedad respecto Comerón (1992) y Mestres (1996), en el presente trabajo ha sido implementado un procedimiento iterativo hasta la convergencia en este punto, de manera que se utilizan los valores obtenidos para ξ_G y ξ_g para volver a iniciar el proceso en el Paso 1. Con este procedimiento se persigue el objetivo de minimizar la dependencia de los resultados finales respecto de los valores de partida de los diferentes parámetros (que si bien era pequeña, se ha comprobado que existía). En la siguiente sección se comprobará que esto se ha conseguido con éxito. Por otro lado, como se explicaba en Comerón (1992), el método requiere una completitud homogénea de la muestra sobre toda la esfera celeste. Desafortunadamente, aunque Hipparcos es completo hasta la magnitud visual $V = 7.9$, la ausencia de medidas fotométricas para la totalidad de estrellas reduce este límite, acercando substancialmente el horizonte de distancia de las estrellas intrínsecamente débiles. Buscando el mejor compromiso entre las condiciones de completitud y la necesidad de un número estadísticamente representativo de estrellas, únicamente aquellas estrellas más brillantes que $V = 7.0$ han sido consideradas en la muestra utilizada en el presente capítulo. Las simulaciones numéricas que presentamos a continuación nos permitirán determinar cómo estos efectos de incompletitud pueden influenciar en los resultados y también nos proporcionan una evaluación externa de los errores en los parámetros de estructura calculados.

7.2. Simulaciones

Para poder evaluar cómo los efectos de incompletitud pueden alterar las conclusiones de nuestro estudio acerca de los parámetros de estructura del Cinturón de Gould, hemos realizado unas simulaciones que pretenden responder a las siguientes cuestiones críticas:

- ¿Es el número de estrellas disponibles suficiente para llevar a cabo este estudio?
¿Pueden las simulaciones proporcionar una estimación realista de los errores en los parámetros de estructura obtenidos?
- Debido a las limitaciones observacionales, las estrellas más viejas ($\tau > 60$ Myr) tienen un horizonte en distancia relativamente cercano ($r \sim 400$ pc). Si su distribución espacial muestra una estructura inclinada, como se obtiene para las estrellas más jóvenes y lejanas, ¿puede nuestro método, que no tiene

en cuenta los efectos de incompletitud, ser capaz de detectarla?

- Relacionado con el primer punto, ¿para qué altura de escala de los cinturones nuestro método pierde su fiabilidad estadística?

Para responder a estas cuestiones, un conjunto de muestras simuladas ha sido generado considerando los siguientes pasos:

- Para cada estrella real se ha generado una pseudo-estrella con la misma edad, magnitud visual y distancia proyectada sobre el plano galáctico ($r \cos b$). Su longitud galáctica ha sido aleatoriamente asignada y la distancia al plano galáctico (z) ha sido simulada siguiendo una distribución exponencial con altura patrón Z_0 .
- Dentro de cada intervalo de edad, la posición de una fracción $q = 0.50$ de las pseudo-estrellas generadas ha sido rotada un ángulo $i_G = 20^\circ$ alrededor del eje Y (dirección de la rotación galáctica); es decir, se ha adoptado un valor de $\Omega_G = 270^\circ$ para la longitud del nodo ascendente del CG.
- El proceso se ha repetido para generar muestras con un valor de Z_0 desde 40 hasta 80 pc (Mihalas y Binney 1981 dan un valor de $Z_0 = 60$ para estrellas de tipo espectral B).

Un ejemplo de la distribución espacial de las pseudo-estrellas generadas se presenta en la figura 7.1. Como veremos en la próxima sección, las muestras simuladas presentan los mismos efectos de incompletitud que la muestra real, como es de desear. Los resultados tras aplicar nuestro proceso de resolución a las pseudo-estrellas con $V \leq 7.0$ y $r \leq 600$ pc se presentan en la tabla 7.1, donde entre paréntesis se dan las desviaciones estándar de los diferentes parámetros para las 100 muestras simuladas.

A la vista de estos resultados, en primer lugar podemos confirmar que las semi-anchuras angulares (ξ_G y ξ_g) reflejan correctamente el crecimiento de la altura patrón (Z_0) de los cinturones simulados (ver figura 7.2), estando la desviación estándar de las diferentes muestras entre 2° y 5° . El parámetro q se recupera igualmente bien ($q = 0.50$), aunque con una desviación estándar tan grande como 0.13-0.17. Por otro lado, aunque los valores obtenidos para los ángulos que definen la orientación

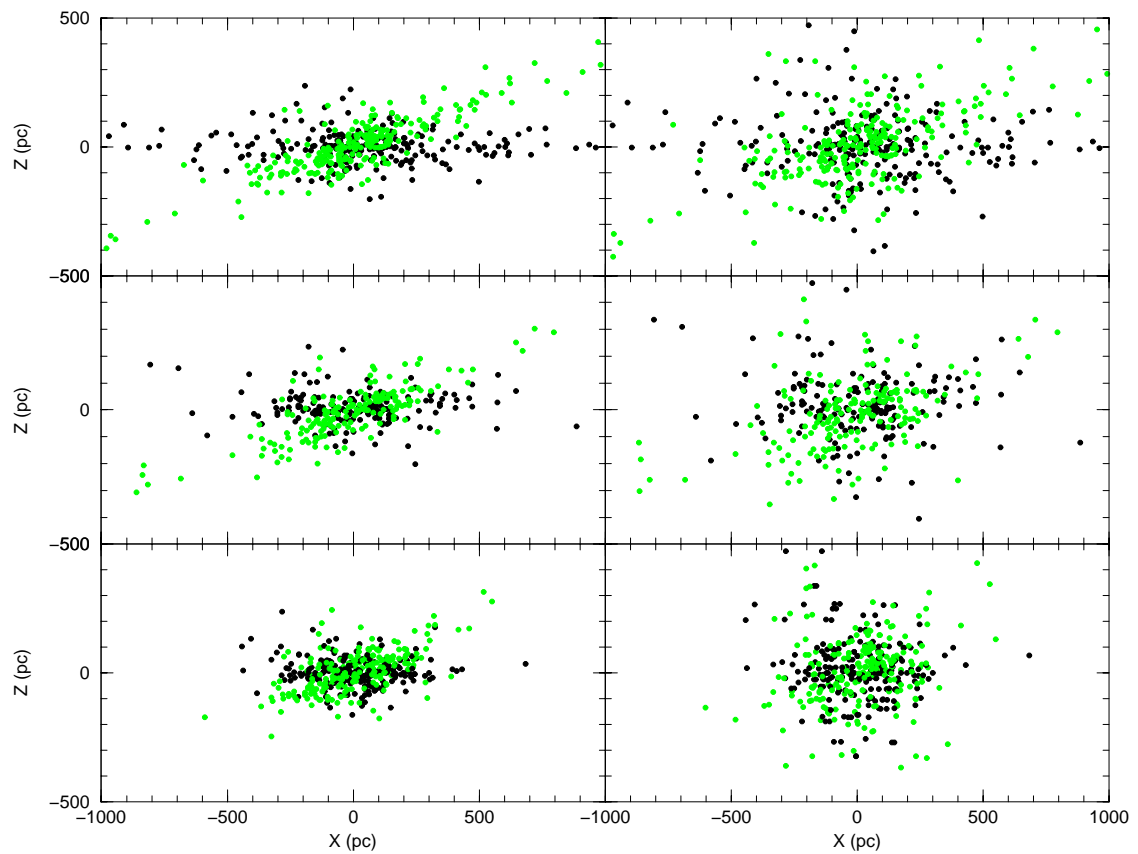


Figura 7.1: Ejemplo de la distribución de las muestras simuladas en el plano galáctico $X - Z$. Arriba, las pseudo-estrellas con una edad inferior a 30 Myr; en el centro, aquellas con una edad entre 30 y 60 Myr; y abajo, las pseudo-estrellas con una edad mayor que 60 Myr. Izquierda: planos de Gould (estrellas en gris) y galáctico (en negro) generados con $Z_0 = 40$ pc; derecha: ambos generados con $Z_0 = 80$ pc.

Tabla 7.1: Simulaciones de los parámetros de estructura del Cinturón de Gould. Resultados obtenidos después de promediar 100 muestras simuladas con valores de entrada: $i_G = 20^\circ$, $\Omega_G = 270^\circ$, $q = 0.50$, con alturas patrón: 40, 60 y 80 pc. Sólo las pseudo-estrellas con $r \leq 600$ pc han sido consideradas.

Z_0	$i_G (^\circ)$	$\Omega_G (^\circ)$	q	$\xi_G (^\circ)$	$\xi_g (^\circ)$
$\tau \leq 30$ Myr					
40	21.4 _(3.0)	268.0 _(8.7)	0.50 _(0.15)	14.5 _(5.7)	15.7 _(5.7)
60	22.7 _(4.3)	268.5 _(13.2)	0.52 _(0.17)	19.3 _(5.7)	18.7 _(5.7)
80	21.6 _(5.2)	268.5 _(20.3)	0.51 _(0.13)	24.2 _(3.4)	24.2 _(3.4)
$30 < \tau \leq 60$ Myr					
40	21.1 _(2.8)	269.7 _(9.4)	0.50 _(0.13)	13.9 _(4.6)	13.9 _(4.0)
60	21.5 _(4.2)	270.1 _(15.9)	0.50 _(0.14)	18.7 _(4.6)	19.3 _(4.6)
80	22.3 _(5.7)	268.1 _(31.6)	0.49 _(0.15)	22.3 _(3.4)	23.0 _(2.9)
$60 < \tau \leq 90$ Myr					
40	21.1 _(3.9)	269.0 _(13.6)	0.50 _(0.16)	15.1 _(5.7)	15.7 _(5.2)
60	22.8 _(6.0)	269.3 _(22.5)	0.49 _(0.18)	19.3 _(5.7)	20.5 _(5.2)
80	22.8 _(7.6)	262.7 _(50.7)	0.50 _(0.15)	24.8 _(2.3)	24.8 _(2.9)
$90 < \tau \leq 120$ Myr					
40	20.9 _(4.4)	271.3 _(15.6)	0.49 _(0.17)	15.1 _(5.2)	16.3 _(5.2)
60	21.7 _(6.8)	269.1 _(36.3)	0.48 _(0.17)	20.5 _(5.2)	21.1 _(5.2)
80	24.7 _(8.4)	253.2 _(53.4)	0.50 _(0.16)	25.5 _(2.3)	25.5 _(2.9)

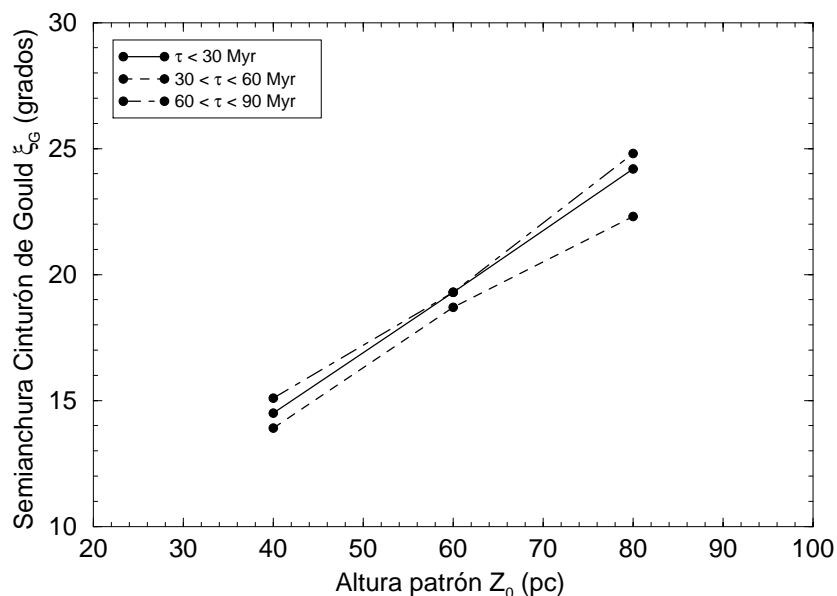


Figura 7.2: Variación de la semianchura del Cinturón de Gould en función de la altura patrón escogida para las pseudo-estrellas para los intervalos de edad $\tau < 30$ Myr, $30 < \tau \leq 60$ Myr y $60 < \tau \leq 90$ Myr.

del CG (i_G , Ω_G) indican la presencia de un pequeño efecto sistemático cuando se incrementa el valor de Z_0 , probablemente debido al proceso de resolución aplicado (ver Comerón 1992 para más detalles), es también más pequeño que la desviación estándar obtenida. Si nos centramos en el intervalo de edades $90 < \tau \leq 120$ Myr, donde la incompletitud observacional es más acentuada, nos damos cuenta de que la presencia de la estructura inclinada (el Cinturón de Gould) es claramente patente, cosa que será importante a la hora de extraer conclusiones con los resultados de la muestra real de estrellas.

7.3. Resultados y discusión

7.3.1. Parámetros de estructura del Cinturón de Gould

Los resultados obtenidos a partir de la muestra real de estrellas se presentan en la tabla 7.2. Como vemos, la estructura del Cinturón de Gould se detecta de forma muy clara en las submuestras de estrellas jóvenes con $r \leq 600$ pc. En la

Tabla 7.2: Parámetros de estructura (y su error estándar) del Cinturón de Gould en función de la distancia y la edad: inclinación (i_G), longitud del nodo ascendente (Ω_G), fracción de estrellas pertenecientes al Cinturón de Gould (q), semianchuras angulares del Cinturón de Gould (ξ_G) y el cinturón galáctico (ξ_g), y número de estrellas (N). Magnitud visual aparente límite: 7.0.

r (pc)	i_G ($^\circ$)	Ω_G ($^\circ$)	q	ξ_G ($^\circ$)	ξ_g ($^\circ$)	N
$\tau \leq 30$ Myr						
$r \leq 400$	21.2 _(1.3)	287.3 _(4.2)	0.60	6.2	22.5	236
$r \leq 600$	19.9 _(1.6)	282.8 _(5.2)	0.66	7.0	22.6	300
$600 < R \leq 2000$	11.8 _(2.2)	316.1 _(10.7)				126
$30 < \tau \leq 60$ Myr						
$r \leq 400$	15.9 _(2.5)	294.9 _(6.5)	0.64	7.3	23.7	261
$r \leq 600$	15.5 _(2.6)	293.4 _(6.5)	0.62	7.2	22.5	297
$600 < R \leq 2000$	11.9 _(22.7)	192.6 _(164.1)				31
$60 < \tau \leq 90$ Myr						
$r \leq 400$	22.3 _(2.1)	276.1 _(4.9)	0.44	7.6	25.8	177
$r \leq 600$	22.1 _(4.1)	276.7 _(4.1)	0.42	7.1	25.7	198
$90 < \tau \leq 120$ Myr						
$r \leq 400$	5.0 _(32.8)	316.7 _(378.4)				160
$r \leq 600$	3.4 _(33.8)	319.3 _(569.2)				170

gráfica de la parte superior izquierda de la figura 7.3 (estrellas con $\tau \leq 30$ Myr) también observamos que esta estructura se extiende hasta 600 pc en el hemisferio galáctico sur y sólo hasta 200-300 pc en el norte. Como la distribución de estrellas jóvenes en el plano galáctico alcanza distancias mayores a 1000 pc sin tener un decrecimiento substancial en densidad, podemos asegurar que el límite en distancia para esta estructura es real en este intervalo de edades y no una consecuencia de la incompletitud de nuestra muestra. Una extensión de unos 600 pc está en buen acuerdo con la obtenida por Lindblad et al. (1997), quienes determinaron que las asociaciones prominentes del CG si sitúan a menos de 700 pc.

Los parámetros de orientación calculados a partir de nuestra muestra son $i_G = 16-22^\circ$ y $\Omega_G = 275-295^\circ$. Los valores de estos parámetros de orientación se mantienen

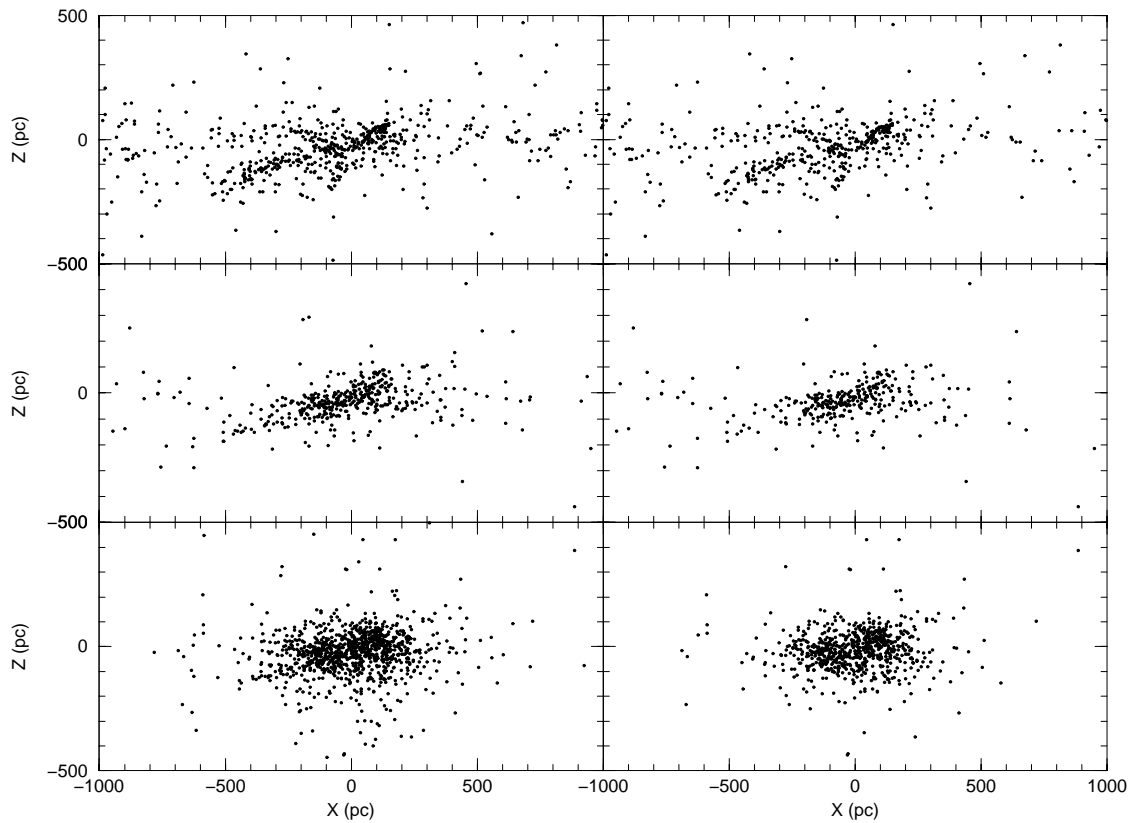


Figura 7.3: Distribución en el plano galáctico X - Z para las estrellas de las muestras 1 (izquierda) y 2 (derecha). Arriba, las estrellas con una edad inferior a 30 Myr; en el centro, aquellas con edades entre 30 y 60 Myr; y abajo, aquellas con edades mayores a 60 Myr.

hasta el intervalo de edades entre 60 y 90 Myr. Para estrellas con edades superiores a 90 Myr el método no converge (se encuentran errores muy grandes para i_G y Ω_G , y los valores de q y las semianchuras son indeterminados). Por tanto, podemos concluir que el CG ya no está presente en este rango de edades. Sin embargo, en este punto se hace necesario verificar que la desaparición de la estructura para las estrellas más viejas no es una consecuencia directa de nuestras limitaciones observacionales (en nuestra muestra, las estrellas con $\tau \sim 60$ Myr tienen una distancia límite de unos 400 pc). Las simulaciones que hemos presentado en la sección anterior muestran que el corte en distancia para estas estrellas no perturba significativamente la determinación de los parámetros de estructura. En otras palabras, si un número substancial de estrellas con edades superiores a 60 Myr estuviera presente en el CG, nuestro algoritmo sería capaz de detectarlas a partir del número de estrellas disponibles en nuestra muestra. El pequeño valor de i_G que se obtiene en el intervalo 30-60 Myr, comparado con el calculado en los intervalos $\tau \leq 30$ Myr y $60 < \tau \leq 90$ Myr, no tiene explicación, a no ser que sea atribuible a irregularidades espaciales en la distribución de estrellas (no presentes en las muestras simuladas de la sección anterior). Según los resultados obtenidos en las simulaciones, en estos intervalos de edades se espera una incertidumbre de $3\text{-}6^\circ$ para i_G .

Un posible origen de esta discrepancia en la inclinación del CG entre los intervalos de edades de $\tau \leq 30$ Myr y $30 < \tau \leq 60$ Myr podría ser debida a la presencia de las estrellas muy jóvenes de Sco-Cen, mayoritariamente concentradas en el intervalo $\tau \leq 30$ Myr. Como veremos en los capítulos 8 y 10, desde el punto de vista de su cinemática, este complejo no se adapta con facilidad a diversos modelos del CG que han sido propuestos en la literatura. De hecho, podría ser (ver capítulo 10) que su origen no tuviera nada que ver con el proceso que generó el CG. Con el objetivo de comprobar si las estrellas pertenecientes a Sco-Cen pueden estar alterando los resultados presentados en la tabla 7.2, en la tabla 7.3 mostramos los parámetros del CG obtenidos cuando las estrellas de Sco-Cen son eliminadas de la muestra (según el listado de miembros para las asociaciones de Sco-Cen de de Zeeuw et al. 1999). Como podemos observar, los resultados continúan arrojando una clara tendencia a obtener valores más bajos para la inclinación del CG en el intervalo $30 < \tau \leq 60$ Myr que para edades inferiores a 30 Myr. Sin embargo, ahora obtenemos unas inclinaciones ligeramente inferiores a las obtenidas cuando se incluía en la muestra a Sco-Cen (debido a que las estrellas de Sco-Cen definen una pendiente ligeramente superior a aquellas del CG localizadas a mayor distancia en la dirección opuesta, fundamentalmente las estrellas de la asociación de Ori OB1). Por tanto, parece

Tabla 7.3: Parámetros de estructura (y su error estándar) del Cinturón de Gould en función de la distancia y la edad, eliminando de la muestra las estrellas del complejo de Sco-Cen, según el listado de de Zeeuw et al. (1999): inclinación (i_G), longitud del nodo ascendente (Ω_G), fracción de estrellas pertenecientes al Cinturón de Gould (q), semianchuras angulares del Cinturón de Gould (ξ_G) y el cinturón galáctico (ξ_g), y número de estrellas (N). Magnitud visual aparente límite: 7.0.

r (pc)	i_G ($^\circ$)	Ω_G ($^\circ$)	q	ξ_G ($^\circ$)	ξ_g ($^\circ$)	N
$\tau \leq 30$ Myr						
$r \leq 400$	19.8 _(1.4)	293.1 _(4.1)	0.52	6.4	23.3	185
$r \leq 600$	18.8 _(1.8)	287.9 _(5.3)	0.59	7.0	22.7	249
$30 < \tau \leq 60$ Myr						
$r \leq 400$	12.8 _(1.6)	303.1 _(5.4)	0.52	5.4	23.3	241
$r \leq 600$	12.6 _(1.7)	300.8 _(5.6)	0.53	5.8	22.4	277

evidente que a partir del análisis de datos de únicamente la distribución espacial de las estrellas (como los utilizados en este capítulo), se hace difícil extraer conclusiones acerca de la pertenencia o no de Sco-Cen al CG. Como ya hemos comentado, en los capítulos 8 y 10 volveremos a este punto, pero estudiando la cinemática y las órbitas de las estrellas de este complejo.

Retomando los valores para los parámetros de orientación presentados en la tabla 7.2, podemos comprobar que están en buen acuerdo con los publicados en la literatura. Lesh (1968), Stothers y Frogel (1974) y Westin (1985) encontraron valores de $i_G = 19\text{-}22^\circ$ y $\Omega_G = 270\text{-}300^\circ$. CTG obtuvo $i_G = 22.3^\circ$ y $\Omega_G = 284.5^\circ$ a partir de una muestra de estrellas O-A0. Guillout et al. (1998a) realizó un análisis de la distribución espacial en el entorno solar más cercano de las estrellas emisoras de rayos X pertenecientes a la muestra RASS-Tycho, y encontró una estructura a baja latitud galáctica –el Cinturón de Gould– con una orientación con respecto el plano galáctico de $i_G = 27.5 \pm 1^\circ$ y $\Omega_G = 282 \pm 3^\circ$. Incluso teniendo en cuenta los errores, este valor de la inclinación no es compatible con el obtenido en este trabajo. Una posible explicación para esta discrepancia puede ser el hecho de que la muestra de Guillout et al. se restringe a estrellas localizadas a menos de 200 pc, donde, como ya hemos comentado, el complejo de Sco-Cen define una pendiente ligeramente

superior a aquellas localizadas a mayor distancia en la dirección opuesta (fundamentalmente la asociación Ori OB1). CEA, después de identificar individualmente aquellas estrellas pertenecientes al CG, encontraron que éstas definían un plano con una orientación dada por unos valores de $i_G = 17.5-18.3^\circ$ y $\Omega_G = 287-294^\circ$, muy próximos a los nuestros. Más recientemente, Perrot y Grenier (2003) obtuvieron $i_G = 17.2 \pm 0.5^\circ$ y $\Omega_G = 296.1 \pm 2.0^\circ$ a partir de un modelo de la evolución dinámica del gas interestelar del CG. Estos últimos resultados, determinados a partir de unos datos observacionales y una metodología muy diferentes a los que nosotros hemos utilizado, muestran una buena compatibilidad con los que nosotros hemos obtenido, y son prácticamente idénticos a los que hemos estimado para las estrellas con edades comprendidas entre 30 y 60 Myr.

Como vemos a partir de la tabla 7.2, para estrellas más jóvenes que 60 Myr, la fracción de estrellas pertenecientes al Cinturón de Gould (q) que encontramos es de 0.60-0.66. Este valor de q decrece hasta 0.42-0.44 cuando se consideran las estrellas con una edad comprendida entre 60 y 90 Myr. A partir de las simulaciones realizadas en la sección anterior, esperamos que este valor esté afectado de un error de ~ 0.15 . Por tanto, este decrecimiento en el valor de q para estrellas más viejas ($\tau > 60$ Myr) debe ser real. CEA, clasificando por grupos de tipos espectrales, encontró que la fracción de estrellas pertenecientes al CG era de $q = 0.44$ para estrellas de tipos espectrales O-B2.5 con $r < 1000$ pc, y $q = 0.36$ para estrellas O-B9.5.

Las semianchuras angulares de los cinturones que encontramos son $\xi_G = 6-8^\circ$ y $\xi_g = 22-26^\circ$, con una incertidumbre aproximada de 5° (ver sección anterior). Estos valores tienden a crecer ligeramente cuando consideramos estrellas más viejas. Este efecto podría ser debido nuevamente a la distribución irregular de algunos grupos de estrellas de nuestra muestra. En todo caso, sí podemos afirmar que de nuestros datos se deriva que el CG es más estrecho que el cinturón galáctico, contrariamente a los resultados obtenidos por CTG, pero en buen acuerdo con la relación 1:3 obtenida por Stothers y Frogel (1974) estudiando las alturas patrón de ambos cinturones. Esta misma tendencia fue obtenida por CEA en su reciente trabajo. Utilizando la gráfica de la figura 7.2 de la sección anterior, hemos estimado que la altura patrón del CG es de tan solo unos $\sim 10-15$ pc. En el caso del plano galáctico, comparando con esta misma figura, la altura patrón se puede estimar en unos 70 pc para estrellas más jóvenes que 60 Myr, y en unos 85 pc para estrellas con $60 < \tau \leq 90$ Myr, en buen acuerdo con lo esperado para estrellas de tipo espectral B (Mihalas y Binney 1981).

7.3.2. La edad del Cinturón de Gould

Tomando como base la distribución espacial de estrellas analizada en la sección previa, y usando las edades fotométricas individuales de nuestra muestra, deducimos que el Cinturón de Gould es más joven que 60 Myr. Como se ha explicado en este trabajo con anterioridad, hay dos sesgos principales en el cálculo de las edades fotométricas que pueden provocar que se detecten estrellas pertenecientes al CG en el intervalo de edades entre 60 y 90 Myr (aunque en realidad sean más jóvenes). En primer lugar, y debido a las incertidumbres significativas en el cálculo de las edades fotométricas, esperamos que algunas estrellas con edades menores a 60 Myr puedan ser incluidas en el intervalo 60-90 Myr. Por otro lado, y principalmente, el hecho de que no podamos incluir los efectos de la rotación estelar en el esquema de cálculo de la edad provoca que exista un incremento sistemático en la edad asignada a cada estrella individual, que puede ser estimado en unos 30-40 Myr (Figueras y Blasi 1998).

Las estimaciones de la edad para el CG que encontramos en la literatura se sitúan en el intervalo entre 20 y 90 Myr. Lesh (1968) estimó en 45 Myr la edad del CG tras suponer la existencia de dos poblaciones de estrellas superpuestas, y en 90 Myr cuando consideró únicamente una población en expansión. Lindblad et al. (1973) sugirieron una edad de 30-40 Myr, tras postular el nacimiento del sistema en un brazo espiral de la Galaxia. Por otro lado, Franco et al. (1988) encontraron una edad de 60 Myr para los complejos moleculares de Orion y Monoceros. Tsioumis y Fricke (1979) y Comerón y Torra (1991) obtuvieron edades de 60 Myr y 70 Myr, respectivamente, a partir de estudios cinemáticos. En buen acuerdo con estos últimos resultados, Westin (1985) encontró un límite superior de 60 Myr para la edad del CG, partiendo de determinaciones individuales de la edad de las estrellas obtenidas a través de fotometría Strömgen. CTG dividieron su muestra de estrellas O y B en submuestras por tipos espectrales, y estimaron un límite inferior para la edad igual al tiempo de vida de una estrella B4 (unos 50 Myr). Guillout et al. (1998b), analizando la muestra RASS-Tycho, informaron de la detección de una población de estrellas muy jóvenes de tipos espectrales tardíos pertenecientes al CG. La distribución de la luminosidad de rayos X para estas estrellas era compatible con una edad de 30-80 Myr.

Más recientemente, diversos trabajos han estimado la edad del CG a partir del ajuste de modelos evolutivos. Así, Moreno, Alfaro y Franco (1999) obtuvieron una

edad de 16 Myr, asumiendo que el CG se formó a partir de una capa en expansión. Estos mismos autores admiten que una determinación de la edad tan baja es difícilmente justificable a tenor de las edades individuales de las estrellas que forman el CG. Comerón (1999) obtuvo una edad de 34 ± 3 Myr a partir del ajuste de un modelo que supone que las estrellas del CG estaban inicialmente rotando alrededor de un eje perpendicular al plano del Cinturón, para después comenzar a moverse de manera independiente siguiendo sus órbitas epicíclicas. Comerón llegó a esta determinación de la edad tras comprobar que, entre los diversos modelos por él considerados, los mejores resultados se obtenían en aquel que suponía una rotación inicial de la estructura (los modelos estudiados eran cuatro en total, los cuales postulaban que las estrellas se movían inicialmente: (i) siguiendo órbitas circulares alrededor del centro galáctico; (ii) con un movimiento de expansión radial, a partir de un punto; (iii) con un movimiento de expansión a partir de una línea; o bien (iv) con un movimiento de rotación alrededor de un eje perpendicular al plano del CG). Este modelo de rotación inicial era el que mejor ajustaba simultáneamente la orientación del CG, los valores de las constantes de Oort calculadas a partir de las estrellas que lo forman, el gradiente que este autor detectó en la componente vertical de la velocidad, y la diferencia por él obtenida entre la dirección del eje de oscilación vertical y la línea de nodos del CG. Finalmente, Perrot y Grenier (2003) encontraron una edad de 26.4 ± 0.4 Myr. Estos autores también comentan la discrepancia entre la edad obtenida por ellos a partir de su modelo de la evolución cinemática de CG (basado en un ajuste de las posiciones y velocidades actuales de las nubes de H₂ y HII del entorno solar), y la que se obtiene a partir de las edades fotométricas de las estrellas, que resulta ser de unos 60 Myr (como en nuestro caso). El modelo de Perrot y Grenier (2003) arrojaría una edad de 52 Myr para el CG si se permitiera a la estructura realizar en el pasado un paso por el plano galáctico en su movimiento de oscilación vertical. Sin embargo, los autores comentan que en este caso el ajuste de los datos observacionales al modelo es claramente peor, lo que les obliga a desestimar esta posibilidad. Por tanto, comprobamos como en los trabajos recientes se sigue poniendo de manifiesto la discrepancia en la edad del CG cuando se deriva a partir de modelos evolutivos (~ 20 -30 Myr) o bien a partir de la edad de las estrellas que lo forman (~ 50 -60 Myr).

En este mismo trabajo, en el marco del estudio de la cinemática asociada a las estrellas del Cinturón de Gould que se realizará en el próximo capítulo, obtendremos una determinación en paralelo de la edad de esta estructura.

8 Campo de velocidades de las estrellas jóvenes: cinemática del Cinturón de Gould

La cinemática galáctica en el entorno solar ha sido clásicamente estudiada a partir del desarrollo del campo de velocidades en primer orden de aproximación (Ogorodnikov 1965), donde aparecen las componentes de la velocidad peculiar del Sol y combinaciones lineales de los gradientes de la velocidad sistemática de las estrellas. En la forma clásica del desarrollo, estas combinaciones lineales son denominadas constantes de Oort. Si consideramos únicamente los gradientes en el plano galáctico, las constantes de Oort son cuatro: A , que da cuenta de la cizalla azimutalmente; B , que da la vorticidad; C , la cizalla radialmente; y K , la divergencia del campo de velocidades.

En este capítulo utilizaremos las muestras de estrellas O y B presentadas en el capítulo 2 para obtener las constantes de Oort del campo de velocidades estelares en el entorno solar. En la primera sección se presentará el modelo utilizado, basado en el desarrollo de primer orden del campo sistemático de velocidades estelares. En la segunda sección se pondrán a prueba nuestra metodología y muestras de estrellas, con unas simulaciones que nos permitirán estimar de forma externa la validez de los resultados obtenidos. En estas simulaciones se evalúan los diferentes sesgos observacionales que afectan a nuestra muestra de estrellas y el grado de influencia de los errores observacionales en los parámetros ajustados, de una manera similar a la seguida en el capítulo 5 en el caso de la estructura espiral de la Galaxia. En la última sección se presentarán nuestros resultados, obtenidos utilizando un riguroso tratamiento de la dispersión cósmica de velocidades en los pesos de las ecuaciones. Seguidamente se estudiarán las conclusiones que se derivan de estos

resultados, comenzando por una visión global de la cinemática local a gran escala (hasta 2000 pc de distancia al Sol). Finalmente, se estudiará en detalle la cinemática asociada al Cinturón de Gould (CG), viendo cómo afecta su presencia a la determinación de las constantes de Oort, y prestando especial atención a los principales complejos que clásicamente han sido asociados con esta estructura: Sco-Cen y la asociación Ori OB1.

8.1. Modelo cinemático

Las constantes de Oort han sido obtenidas usando el desarrollo de primer orden del campo sistemático de velocidades:

$$\begin{aligned}
 v_r &= A r \sin 2l \cos^2 b \\
 &+ C r \cos 2l \cos^2 b + K r \cos^2 b \\
 &- U_\odot \cos l \cos b - V_\odot \sin l \cos b - W_\odot \sin b
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

$$\begin{aligned}
 r k \mu_l \cos b &= A r \cos 2l \cos b + B r \cos b \\
 &- C r \sin 2l \cos b \\
 &+ U_\odot \sin l - V_\odot \cos l
 \end{aligned} \tag{8.2}$$

$$\begin{aligned}
 r k \mu_b &= -A r \sin 2l \sin b \cos b \\
 &- C r \cos 2l \sin b \cos b - K r \sin b \cos b \\
 &+ U_\odot \cos l \sin b + V_\odot \sin l \sin b - W_\odot \cos b
 \end{aligned} \tag{8.3}$$

donde l , b son las coordenadas galácticas, r la distancia heliocéntrica en pc, v_r la velocidad radial en km s^{-1} y μ_l , μ_b los movimientos propios en $" \text{yr}^{-1}$ de cada estrella. La constante $k = 4.741 \text{ km yr (s pc} ")^{-1}$. U_\odot , V_\odot y W_\odot son las componentes del movimiento peculiar del Sol en km s^{-1} con respecto al LSR (*Local Standard of Rest*) y A , B , C y K son las constantes de Oort, combinaciones lineales de los gradientes de la velocidad sistemática. Dejando de lado la contribución de la velocidad peculiar del Sol, no se considera ninguna otra contribución perpendicular al plano galáctico. Por otro lado, tal y como ha sido demostrado por Palouš (1998), la introducción en las ecuaciones de los términos lineales que describen el movimiento sistemático

perpendicular al plano galáctico en el desarrollo del campo de velocidades (E , D y H) no mejoran los resultados y sus valores no son significativos.

8.1.1. Procedimiento de resolución

Se ha realizado un ajuste de mínimos cuadrados pesados para estimar los parámetros del modelo a partir de las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3, teniendo en cuenta que el residuo de cada ecuación lleva implícita la velocidad residual de la estrellas y la contribución de los errores observacionales. De esta manera, el peso de cada ecuación ha sido asignado como (Crézé 1973):

$$p_i = \frac{1}{\sigma_{i,\text{obs}}^2 + \sigma_{i,\text{cos}}^2} \quad (8.4)$$

donde σ_{obs} son los errores observacionales individuales en cada componente de la velocidad de la estrella, calculados teniendo en cuenta las correlaciones entre las diferentes variables proporcionadas por el catálogo Hipparcos, y σ_{cos} es la proyección del elipsoide de dispersión cósmica de velocidades residuales (σ_U , σ_V , σ_W) en la dirección de la componente de la velocidad considerada. El procedimiento iterativo detallado aplicado para obtener simultáneamente los parámetros del modelo y la dispersión cósmica de velocidades para cada una de las submuestras está explicado en la sección 8.3.2.

Para verificar la calidad de los ajustes por mínimos cuadrados, hemos considerado una estadística χ^2 para $N - M$ grados de libertad, definida como:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - y(x_i; a_1, \dots, a_M)]^2}{\sigma_{i,\text{obs}}^2 + \sigma_{i,\text{cos}}^2} \quad (8.5)$$

donde x_i son los datos independientes (coordenadas en el cielo y distancias), y_i los datos dependientes (componentes radial y tangenciales de la velocidad), N el número de ecuaciones y M el número de parámetros a determinar. Según Press et al. (1992), si las incertidumbres (dispersión cósmica y errores observacionales) están bien estimados, el valor de χ^2 para un ajuste moderadamente bueno debería ser $\chi^2 \sim N - M$, con una incertidumbre de $\sqrt{2(N - M)}$.

En el ajuste del campo de velocidades estelares nos interesa eliminar aquellas estrellas con una elevada velocidad residual (es decir, estrellas cuyo movimiento no sigue el campo de velocidades medio; ver Royer 1999) y las estrellas con residuos elevados debidos a grandes errores observacionales (quizás subestimados en nuestra muestra de estrellas). Por todo ello, hemos eliminado aquellas ecuaciones con un residuo mayor que 3 veces el residuo cuadrático medio del ajuste (calculado como $\sqrt{[y_i - y(x_i; a_1, \dots, a_M)]^2/N}$) y hemos vuelto a calcular un nuevo conjunto de parámetros cinemáticos. Hemos comprobado que no se eliminan más de 10-15 estrellas de la muestra total usando este procedimiento, lo que asegura la objetividad del criterio de eliminación.

Han sido considerados un total de tres intervalos de distancia: $100 < r \leq 600$ pc, $600 < r \leq 2000$ pc y $100 < r \leq 2000$ pc. Los dos primeros intervalos nos permiten determinar la influencia del Cinturón de Gould (CG) en la cinemática de las estrellas, ya que hemos visto que no hay evidencias de la presencia de esta estructura para $r > 600$ pc (ver capítulo 7). El último intervalo proporciona una visión global de la cinemática de las estrellas jóvenes en el entorno solar. Estrellas con $r \leq 100$ pc no han sido consideradas porque, por una parte, no proporcionan información acerca de la rotación galáctica y, por otro lado, los movimientos peculiares de estas estrellas cercanas (que poseen errores observacionales pequeños y, por tanto, pesos grandes en las ecuaciones) pueden perturbar los resultados.

En este punto es necesario clarificar el significado físico de los términos A , B , C y K en las dos regiones que queremos analizar. En la región $600 < r \leq 2000$ pc, no afectada por el CG, se espera que estos términos reflejen la forma local de la curva de rotación galáctica. Entonces, asumiendo una variación suave con la distancia, se pueden llamar de manera apropiada *constantes de Oort* y dan cuenta de la divergencia (K), la vorticidad (B) y la cizalla (A : azimutalmente, C : radialmente) del campo general de velocidades del disco galáctico en el entorno solar. Olling y Merrifield (1998) distinguen entre las *constantes de Oort* para la forma local de la curva de rotación y las *funciones de Oort* cuando éstas tienen en cuenta su variación con respecto de la distancia galactocéntrica. Por el contrario, en la región $100 < r \leq 600$ pc, estas primeras derivadas del campo de velocidades incluirán el campo de velocidades peculiar asociado al CG. Por tanto, hablando estrictamente, no deberían ser llamadas *constantes de Oort* y deberíamos referirnos a ellas como *parámetros de Oort*.

Antes de analizar los diferentes ajustes obtenidos a partir de las muestras de estrellas, conviene prestar atención a dos aspectos interrelacionados: el posible sesgo en los parámetros a ajustar inducido por las características de la muestra – distribución espacial irregular, efectos de incompletitud, sesgos en la disponibilidad de los datos de velocidad radial, etc.–, y los errores sistemáticos en los parámetros a ajustar inducidos por la presencia de errores observacionales en las variables que intervienen en el lado derecho de las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3, no considerados en nuestro ajuste por mínimos cuadrados. Crézé (1970) obtuvo correcciones analíticas aproximadas para evaluar el segundo aspecto pero, como él concluyó, pensamos que la realización de experimentos numéricos es más adecuada para tratar este problema que no una aproximación analítica. Además, estas simulaciones nos proporcionarán nuevas aportaciones en un problema clásico de la cinemática galáctica: las discrepancias que aparecen entre las soluciones obtenidas usando las ecuaciones de velocidad radial y las de movimientos propios. Con este objetivo, hemos realizado diversas simulaciones numéricas, que se detallan en la siguiente sección, y que serán utilizadas para extraer conclusiones de los resultados obtenidos a partir de las muestras reales de estrellas.

8.2. Simulaciones

Las simulaciones numéricas nos permiten evaluar de forma cuantitativa los sesgos en los parámetros cinemáticos del modelo (constantes de Oort y componentes del movimiento solar) inducidos por nuestras limitaciones observacionales y la presencia de errores observacionales en las variables del lado derecho de las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3, no considerados en nuestro ajuste por mínimos cuadrados. A continuación presentamos el procedimiento seguido para generar las muestras simuladas (muy similar al empleado en el capítulo 5), los resultados obtenidos y la cuantificación de los sesgos esperados en nuestra resolución con las muestras reales.

8.2.1. Generación de las muestras simuladas

Para tener en cuenta la distribución espacial irregular de nuestras estrellas y sus errores observacionales, las variables que describen la posición de cada pseudo-estrella simulada han sido generadas como sigue:

- A partir de cada estrella real se ha generado una pseudo-estrella que tiene la misma posición nominal (r_0, l, b) –no afectada de errores– que la estrella real.
- Se ha asumido que las coordenadas angulares (l, b) tienen errores observacionales despreciables.
- Si la estrella tenía una determinación de la distancia a partir de la paralaje Hipparcos, el error en la paralaje de la pseudo-estrella se genera suponiendo una ley de distribución gaussiana normal:

$$\varepsilon(\pi) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\pi-\pi_0}{\sigma_\pi}\right)^2} \quad (8.6)$$

donde σ_π es el error individual en la paralaje π_0 ($1/r_0$) de la estrella real. A partir del valor de π afectado de error ($\pi = \pi_0 + \varepsilon(\pi)$) se ha obtenido la distancia simulada afectada de error ($r = 1/\pi$). Por otro lado, si la estrella tenía una determinación fotométrica de la distancia, el error considerado ha sido:

$$\varepsilon(r) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r-r_0}{\sigma_r}\right)^2} \quad (8.7)$$

donde σ_r es el error individual en la distancia fotométrica de la estrella. A partir de este error, se ha calculado la distancia simulada afectada de error ($r = r_0 + \varepsilon(r)$).

Para generar los parámetros cinemáticos se ha asignado aleatoriamente a cada pseudo-estrella una velocidad (U, V, W) asumiendo una dispersión cósmica de velocidades $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W)$ y una distribución de Schwarzschild:

$$\varphi'_v(U, V, W) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{U-U_\odot}{\sigma_U}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{V-V_\odot}{\sigma_V}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{W-W_\odot}{\sigma_W}\right)^2} \quad (8.8)$$

donde $(U_\odot, V_\odot, W_\odot)$ son los valores medios de la distribución y, por tanto, el reflejo del movimiento solar. Estas componentes han sido transformadas en velocidades radiales y movimientos propios en coordenadas galácticas, a partir de la posición nominal de la pseudo-estrella (r_0, l, b) . El movimiento sistemático debido a la rotación galáctica ha sido añadido (adoptando los valores de las constantes de Oort que figuran en la Tabla 8.1) siguiendo las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3, obteniendo las componentes $(v_{r_0}, \mu_{l_0} \cos b, \mu_{b_0})$ para cada estrella. Finalmente, los errores observacionales individuales han sido introducidos usando la función error:

$$\varepsilon(v_r, \mu_l \cos b, \mu_b) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v_r - v_{r0}}{\sigma_{v_r}} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_l \cos b - \mu_{l0} \cos b}{\sigma_{\mu_l \cos b}} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_b - \mu_{b0}}{\sigma_{\mu_b}} \right)^2} \quad (8.9)$$

donde σ_{v_r} , $\sigma_{\mu_l \cos b}$ y σ_{μ_b} son los errores observacionales de la estrella real.

Al finalizar este proceso hemos obtenido los siguientes datos de cada pseudo-estrella: coordenadas galácticas (r, l, b) , componentes de la velocidad $(v_r, \mu_l \cos b, \mu_b)$, errores en estas componentes $(\sigma_{v_r}, \sigma_{\mu_l \cos b}, \sigma_{\mu_b})$ y error en la paralaje trigonométrica (σ_π) o en la distancia fotométrica (σ_r) . La componente radial simulada de aquellas pseudo-estrellas generadas a partir de una estrella real sin datos de velocidad radial no ha sido usada. De esta manera, se ha impuesto en las muestras simuladas la misma deficiencia de datos en velocidades radiales que la presente en la muestra real. La fracción de pseudo-estrellas que disponen de velocidad radial respecto del total se representa en la figura 8.1. Esta figura puede ser comparada con la figura 2.4 de la sección 2.2. Como podemos comprobar, la tendencia sistemática presente en la muestra real es muy bien reproducida en las simulaciones (ver comentarios en la sección 2.2 acerca de la forma de la curva obtenida).

8.2.2. Resultados y discusión para las muestras simuladas

Siguiendo el esquema descrito en la sección anterior, se han generado dos conjuntos de 100 muestras simuladas, cada una conteniendo el mismo número de estrellas que la muestra real. El primer conjunto ha sido construido adoptando un valor de $K = 0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y se ha utilizado para analizar la determinación de los parámetros cinemáticos en el intervalo de distancias $600 < r \leq 2000 \text{ pc}$. Para el intervalo $100 < r \leq 600 \text{ pc}$ se ha simulado la expansión del CG imponiendo $K = 5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. En la tabla 8.1 mostramos los parámetros cinemáticos que se han adoptado al generar las muestras simuladas. Para la dispersión cósmica de velocidades hemos considerado $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (8, 8, 5) \text{ km s}^{-1}$ (en la siguiente sección esta elección quedará plenamente justificada).

Como podemos ver en la tabla 8.1, se han considerado tres tipos de resoluciones:

- **Caso 1:** Se ha adoptado un error nulo en distancia. Por tanto, se ha utilizado la distancia nominal de la pseudo-estrella ($r = r_0$) y sólo se han considerado

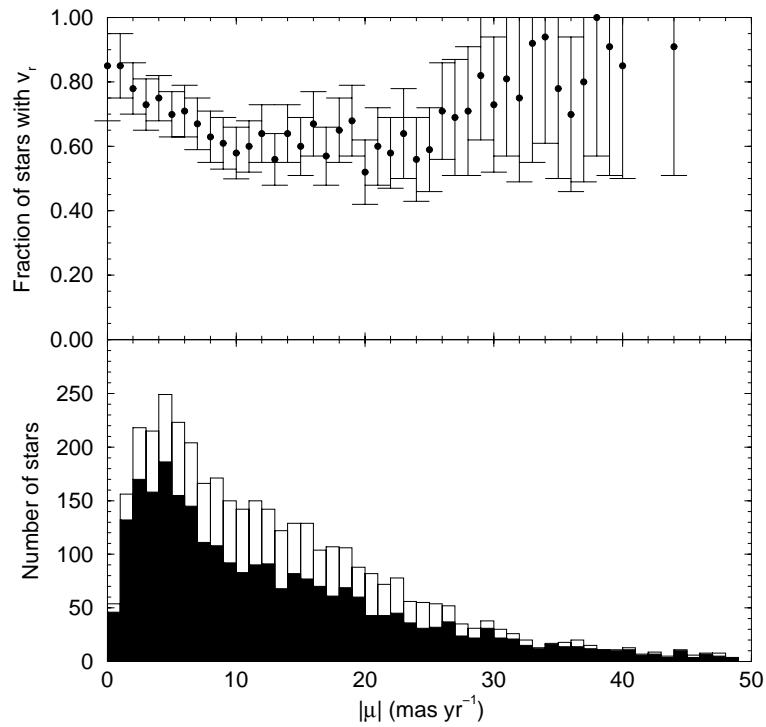


Figura 8.1: Fracción de pseudo-estrellas con velocidad radial (arriba) y distribución de estrellas con movimiento propio (histograma vacío) y velocidad radial (histograma relleno) (abajo) en función del movimiento propio para una de las muestras simuladas (3915 estrellas). Las barras de error han sido estimadas a partir de una distribución error poissoniana.

Tabla 8.1: Constantes de Oort medias y movimiento solar residual para las 100 muestras simuladas obtenidas resolviendo la ecuación 8.1 para velocidades radiales, las ecuaciones 8.2 + 8.3 para movimientos propios y las ecuaciones 8.1 + 8.2 + 8.3 para la solución combinada. La desviación estándar para las 100 muestras se muestra entre paréntesis. Unidades: A, B, C, K en $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$; $U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}, \sigma$ en km s^{-1} . $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ es el valor de χ^2 dividido por el número de ecuaciones menos el número de grados de libertad.

Velocidades radiales								
100 < r ≤ 600 pc				600 < r ≤ 2000 pc				
Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	
A	14.0	13.9 _(1.8)	14.7 _(1.6)	14.7 _(1.7)	14.0	13.9 _(0.7)	14.6 _(0.8)	14.5 _(0.8)
C	0.0	0.2 _(1.6)	-0.1 _(1.7)	-0.1 _(1.7)	0.0	-0.1 _(0.6)	0.1 _(0.7)	0.1 _(0.7)
K	5.0	4.8 _(1.1)	4.9 _(1.2)	4.9 _(1.2)	0.0	-0.1 _(0.4)	-0.3 _(0.9)	-0.3 _(0.5)
U_{\odot}	9.0	9.0 _(0.5)	9.1 _(0.4)	9.1 _(0.5)	9.0	8.9 _(0.8)	8.8 _(0.9)	8.8 _(0.9)
V_{\odot}	12.0	12.1 _(0.6)	12.2 _(0.5)	12.2 _(0.6)	12.0	12.1 _(0.7)	11.6 _(0.7)	11.6 _(0.7)
W_{\odot}	7.0	7.2 _(1.0)	7.2 _(1.0)	7.3 _(1.0)	7.0	7.0 _(1.8)	6.7 _(1.8)	6.7 _(1.7)
σ		8.4 _(0.2)	8.5 _(0.2)	8.4 _(0.3)		8.3 _(0.3)	9.2 _(0.4)	9.0 _(0.4)
$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$		1.00	1.00	0.97		1.00	1.11	1.06
Movimientos propios								
100 < r ≤ 600 pc				600 < r ≤ 2000 pc				
Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	
A	14.0	14.2 _(0.8)	13.2 _(0.8)	13.2 _(0.8)	14.0	14.0 _(0.5)	13.3 _(0.5)	13.3 _(0.5)
B	-12.0	-12.0 _(0.7)	-11.3 _(0.7)	-11.3 _(0.7)	-12.0	-12.0 _(0.4)	-11.1 _(0.4)	-11.1 _(0.4)
C	0.0	0.1 _(0.8)	-0.1 _(0.8)	-0.1 _(0.8)	0.0	0.0 _(0.5)	-0.1 _(0.6)	-0.1 _(0.6)
K	5.0	5.2 _(1.8)	4.8 _(1.8)	4.8 _(1.9)	0.0	0.1 _(2.1)	-0.2 _(2.1)	-0.3 _(2.1)
U_{\odot}	9.0	9.0 _(0.2)	8.6 _(0.2)	8.6 _(0.2)	9.0	9.0 _(0.6)	8.7 _(0.7)	8.7 _(0.7)
V_{\odot}	12.0	12.0 _(0.2)	11.4 _(0.2)	11.4 _(0.2)	12.0	12.1 _(0.6)	11.4 _(0.7)	11.4 _(0.7)
W_{\odot}	7.0	7.0 _(0.1)	6.6 _(0.1)	6.6 _(0.1)	7.0	7.1 _(0.3)	6.7 _(0.3)	6.7 _(0.3)
σ		6.4 _(0.1)	6.6 _(0.1)	6.6 _(0.1)		7.6 _(0.2)	7.8 _(0.2)	7.6 _(0.2)
$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$		1.00	0.94	0.91		1.00	0.91	0.88
$(\chi^2/(N_{\text{eq}} - M))_1$		1.00	0.93	0.90		1.00	0.87	0.83
$(\chi^2/(N_{\text{eq}} - M))_b$		1.00	0.94	0.91		1.00	0.96	0.93
Solución combinada								
100 < r ≤ 600 pc				600 < r ≤ 2000 pc				
Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Adoptado	Caso 1	Caso 2	Caso 3	
A	14.0	14.1 _(0.7)	13.5 _(0.7)	13.5 _(0.7)	14.0	14.0 _(0.6)	13.9 _(0.5)	13.9 _(0.5)
B	-12.0	-12.0 _(0.7)	-11.2 _(0.7)	-11.2 _(0.7)	-12.0	-12.0 _(0.6)	-11.1 _(0.4)	-11.2 _(0.4)
C	0.0	0.1 _(0.7)	0.2 _(0.7)	0.2 _(0.7)	0.0	-0.0 _(0.5)	0.1 _(0.4)	0.1 _(0.4)
K	5.0	5.0 _(0.8)	5.1 _(0.8)	5.1 _(0.9)	0.0	-0.1 _(0.5)	-0.2 _(0.4)	-0.2 _(0.4)
U_{\odot}	9.0	9.0 _(0.2)	8.7 _(0.2)	8.7 _(0.2)	9.0	9.0 _(0.7)	8.8 _(0.5)	8.7 _(0.5)
V_{\odot}	12.0	12.0 _(0.2)	11.6 _(0.2)	11.6 _(0.2)	12.0	12.1 _(0.6)	11.6 _(0.5)	11.6 _(0.5)
W_{\odot}	7.0	7.0 _(0.1)	6.7 _(0.1)	6.7 _(0.1)	7.0	7.1 _(0.4)	6.7 _(0.3)	6.7 _(0.3)
σ		6.7 _(0.1)	6.7 _(0.1)	6.6 _(0.1)		10.2 _(0.2)	8.1 _(0.2)	8.0 _(0.2)
$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$		1.00	0.95	0.92		1.00	0.97	0.93
$(\chi^2/(N_{\text{eq}} - M))_r$		1.00	1.00	0.97		1.00	1.12	1.08
$(\chi^2/(N_{\text{eq}} - M))_1$		1.00	0.93	0.90		1.00	0.98	0.84
$(\chi^2/(N_{\text{eq}} - M))_b$		1.00	0.94	0.91		1.00	0.96	0.93

los efectos de los errores en la velocidad radial y los movimientos propios. No se han eliminado estrellas durante el proceso de ajuste por mínimos cuadrados.

- **Caso 2:** Se han considerado los errores en la velocidad radial, los movimientos propios y la distancia. No se han eliminado estrellas durante el proceso de ajuste por mínimos cuadrados.
- **Caso 3:** Se ha procedido como en el caso 2 pero, para reproducir una situación realista, se han eliminado aquellas estrellas con una velocidad residual 3 veces mayor que el residuo cuadrático medio del ajuste.

El caso 1 nos permite estudiar el efecto de los errores en la velocidad radial y los movimientos propios, la incompletitud de nuestra muestra, la falta de datos de velocidades radiales para un porcentaje importante de estrellas y las correlaciones entre los diferentes parámetros cinemáticos que son determinados. Como podemos ver en la tabla 8.1, no hay sesgos sistemáticos observables en este caso. La diferencia entre los valores adoptados y los obtenidos nunca excede de 0.2 km s^{-1} para las componentes del movimiento solar y de $0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para las constantes de Oort.

Cuando se incluye el error en la distancia de las estrellas (caso 2), el efecto más destacable que aparece en las simulaciones es un claro sesgo en las constantes A y B de Oort. En el caso de A , y para la resolución de velocidades radiales, se obtiene un sesgo de $+(0.6-0.7) \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Por el contrario, a partir de las ecuaciones de movimientos propios, el sesgo obtenido es de $-(0.7-0.8) \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Para la solución combinada, que utiliza tanto la velocidad radial como los movimientos propios, el mayor número de ecuaciones para movimientos propios provoca un sesgo de $-(0.1-0.5) \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, dependiendo del intervalo de distancias considerado. Para la constante B , se encuentra un sesgo de $+(0.7-0.9) \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ a partir de los datos de movimientos propios. Además de los errores en distancia, otros efectos contribuyen en la aparición de los sesgos detectados: la distribución decreciente en distancia de nuestra muestra real (bien reproducida por nuestras simulaciones) y el corte en distancia aplicado en el proceso de resolución (100, 600, 2000 pc).

En el caso 3, para reproducir la situación real, se han eliminado aquellas estrellas con una velocidad residual superior a 3 veces el residuo cuadrático medio del ajuste. En las muestras simuladas no hay estrellas de alta velocidad, pero en nuestra muestra real habrá un pequeño porcentaje de estrellas cinemáticamente peculiares, o estrellas

con unos errores mal determinados en la distancia o en las componentes de su velocidad. Gracias a la simulaciones, y como se puede ver en la tabla 8.1, podemos confirmar que nuestro criterio de eliminación de estrellas no introduce ningún sesgo adicional, mostrando sólo un esperado decrecimiento en el valor de la estadística χ^2 .

Concluyendo, estas simulaciones nos han permitido estimar cuáles son los sesgos esperados en los parámetros cinemáticos que serán obtenidos a partir de la muestra real. Como podemos ver, para $100 < r \leq 600$ pc nuestros resultados para la solución combinada pueden estar sesgados en $\sim -0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ en la constante A de Oort y $\sim -0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ en B , mientras que para C y K los sesgos son despreciables. Para las componentes del movimiento solar se pueden encontrar sesgos de unos $0.3\text{-}0.4 \text{ km s}^{-1}$. Para el intervalo de distancia $600 < r \leq 2000$ pc, el sesgo para A , C y K es despreciable, mientras que para B se encuentra un sesgo positivo de $\sim 0.9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. De nuevo, para el movimiento solar se espera un sesgo de $0.3\text{-}0.4 \text{ km s}^{-1}$ en cada componente.

8.3. Resultados y discusión

Una vez realizado el estudio de los sesgos esperados en los parámetros cinemáticos gracias a las simulaciones presentadas en la sección anterior, pasaremos a continuación a analizar los resultados obtenidos a partir de la muestra real de estrellas jóvenes.

8.3.1. Resoluciones para velocidades radiales, movimientos propios y solución combinada

En la tabla 8.2 se comparan las soluciones obtenidas cuando se consideran únicamente los datos de velocidades radiales (ecuación 8.1), de movimientos propios (ecuaciones 8.2 y 8.3 resueltas simultáneamente) o la solución combinada (ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3) para las estrellas de la muestra 2 con $600 < r \leq 2000$ pc. Como se puede ver, aparece una diferencia de $2\text{-}3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ en la determinación del valor de A cuando se resuelven por separado las ecuaciones de velocidades radiales y movimientos propios. Una posible causa para esta discrepancia fue propuesto por Crézé (1970): un error no despreciable en las distancias estelares produce una estimación a la ba-

Tabla 8.2: Constantes de Oort y movimiento solar obtenidos a partir de las estrellas con $600 < r \leq 2000$ pc de la muestra 2. Unidades: A, B, C, K en $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$; $U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}, \sigma$ en km s^{-1} . $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ es el valor de χ^2 dividido por el número de ecuaciones menos los grados de libertad. N es el número de estrellas. Los errores en los parámetros ajustados han sido calculados como $\sigma_i^2 = \sigma^2 C_{ii}^{-1}$, donde $C_{ii}^{-1} = \text{Cov}_{ii}/\sigma^2$ es el elemento correspondiente en la matriz de covarianzas y σ la desviación estándar de las medidas con peso unitario (Linnik 1963). Como era de esperar, se han obtenido errores grandes en K y W_{\odot} cuando estos parámetros se han obtenido únicamente a partir de datos de movimientos propios o de velocidades radiales, respectivamente. Se ha considerado una dispersión cósmica de velocidades de $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (8, 8, 5) \text{ km s}^{-1}$ en todos los casos.

Componentes	A	B	C	K	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	σ	$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$	N
$600 < r \leq 2000$ pc										
v_r	11.7(1.1)	-0.7(1.1)	-3.0(0.7)	7.2(1.3)	16.6(1.2)	7.4(3.2)	14.3	2.64	308	
$\mu_l + \mu_b$	14.5(0.9)	-12.8(0.6)	0.7(0.9)	10.7(3.2)	10.7(1.0)	12.1(0.9)	8.5(0.5)	11.9	2.05	308
$v_r + \mu_l + \mu_b$	13.0(0.7)	-12.7(0.8)	0.0(0.7)	-3.3(0.7)	8.7(0.9)	14.1(0.8)	8.6(0.6)	12.7	2.39	308
$600 < r \leq 2000$ pc excluyendo la región con $200 < l < 250^\circ$										
v_r	14.0(1.6)	-1.0(1.2)	-1.4(1.0)	10.1(1.7)	18.5(1.6)	8.2(4.0)	15.1	2.91	224	
$\mu_l + \mu_b$	13.5(1.1)	-11.8(0.9)	-1.1(1.4)	-9.4(4.2)	8.6(1.4)	13.7(1.3)	8.9(0.6)	13.1	1.19	224
$v_r + \mu_l + \mu_b$	13.5(1.0)	-11.4(1.0)	-1.1(0.9)	-2.3(0.9)	8.5(1.2)	15.8(1.0)	8.9(0.8)	13.5	1.25	224

ja de la constante A de Oort cuando ésta se determina a partir de las ecuaciones para las velocidades radiales. Nuestros experimentos numéricos (ver tabla 8.1 de la sección anterior) indican que este efecto es menos importante que el inducido por el corte en la distancia observada (afectada por los errores), que produce un sesgo de aproximadamente $1\text{-}1.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ en el sentido opuesto (es decir, el sesgo introducido por el corte en distancia provoca un aumento del valor determinado para A a partir de las ecuaciones de velocidades radiales, y una disminución a partir de las ecuaciones de los movimientos propios). A partir de estas simulaciones, podemos concluir que la diferencia existente en la muestra real podría ser todavía mayor si el sesgo observacional debido al corte en distancia fuera corregido.

Feast, Pont y Whitelock (1998), trabajando con una muestra de cefeidas Hipparcos, mostraron que la discrepancia que aparece en el valor de A cuando se obtiene a partir de movimientos propios (Feast y Whitelock 1997) y a partir de velocidades radiales (Pont, Mayor y Burki 1994) desaparece cuando la nueva escala de distancia de las cefeidas de Hipparcos se considera en estas últimas ecuaciones. En nuestro caso, hemos verificado que una sobreestimación en nuestras distancias fotométricas en un factor del 20% (es decir, asumiendo un efecto de rotación estelar en el cálculo de la magnitud absoluta; ver Lamers et al. 1997 y Domingo y Figueras 1999) puede explicar únicamente una diferencia de $1\text{-}2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ entre ambas soluciones.

Lindblad et al. (1997) atribuyeron esta discrepancia a la distribución irregular de estrellas y grupos estelares, y también a una posible no linealidad del campo de velocidades. Como se ha explicado en la sección anterior, nuestras simulaciones tienen en cuenta la distribución espacial de nuestras estrellas reales, y se ha comprobado que estas discrepancias no aparecen en los resultados allí expuestos. Más prometedora es la hipótesis de que las discrepancias puedan provenir del alejamiento de la cinemática de algunos grupos estelares respecto del modelo lineal adoptado. En nuestra muestra hemos verificado que cuando las estrellas presentes en la región con $600 < r \leq 2000 \text{ pc}$ y $200 < l \leq 250^\circ$ (parcialmente compuesta por estrellas de las asociaciones Ori OB1 y Col 121) son eliminadas, la discrepancia en A desaparece (ver tabla 8.2). También hemos confirmado que cuando otras regiones particulares son eliminadas, la discrepancia se mantiene. Otro aspecto importante, y que conviene destacar, es la variación en la estadística χ^2 cuando se eliminan las estrellas de esta región. Para datos de movimientos propios, χ^2/N_{eq} decrece desde 2.1 a 1.2. Por el contrario, para datos de velocidades radiales se observa un pequeño incremento desde 2.6 a 2.9. Para la solución combinada se observa una bajada de 2.4 a 1.3.

Esto parece indicar que hay un mejor ajuste del campo de velocidades al modelo cuando se eliminan las estrellas de esta región. Sin embargo, el valor de χ^2/N_{eq} obtenido es todavía más elevado que el derivado en las simulaciones. Esto podría ser debido a una estimación a la baja del error en las distancias fotométricas y/o en las velocidades radiales de nuestras estrellas.

Palouš (1998) estimó a partir de datos Hipparcos los términos de segundo orden en la expansión del campo de velocidades de las estrellas jóvenes alrededor del Sol. Este autor concluyó que estos términos son siempre poco significativos y no alteran en gran medida los valores obtenidos para las derivadas de primer orden (constantes de Oort). No se puede descartar que términos de orden superior puedan dar cuenta de las irregularidades observadas, en especial de las discrepancias que aparecen cuando algunas regiones en l son eliminadas. Sin embargo, el pequeño número de estrellas disponibles a grandes distancias no nos permite esquivar las grandes correlaciones que aparecen entre las variables cuando los términos de segundo orden son introducidos en las ecuaciones. En cualquier caso, creemos que los movimientos peculiares en determinadas regiones son los principales responsables de las discrepancias observadas en la determinación de la constante A de Oort.

Por otro lado, otra discrepancia que aparece al resolver las ecuaciones para la velocidad radial y los movimientos propios, y que tampoco desaparece eliminando las estrellas de esta región, se da en la componente de la velocidad solar V_{\odot} . De nuevo, a partir de nuestras simulaciones, hemos descartado que la distribución irregular de estrellas en el plano X - Y pueda dar una explicación satisfactoria para esta discrepancia y, por tanto, nuevamente la explicación más probable es un alejamiento del comportamiento cinemático de las estrellas respecto del modelo adoptado. Finalmente, querríamos también apuntar que la diferencia que se obtiene en el valor de K es una simple consecuencia del hecho de que este parámetro está pobremente determinado cuando sólo se consideran las ecuaciones para los movimientos propios de estrellas con una latitud galáctica baja.

En la tabla 8.3 presentamos las matrices de correlación obtenidas para las soluciones de velocidades radiales, movimientos propios y solución combinada dadas en la tabla 8.2. Como podemos apreciar, las correlaciones son pequeñas en todos los casos y, por tanto, no pueden ser las responsables de las diferencias obtenidas entre velocidades radiales y movimientos propios. También queremos destacar que la solución combinada es la que muestra las correlaciones más bajas.

Tabla 8.3: Matrices de correlación para las soluciones de velocidades radiales, movimientos propios y solución combinada, en el caso de la muestra real de estrellas.

Solución para velocidades radiales							
<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>K</i>	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	
1.00		-0.12	-0.07	-0.18	-0.15	-0.12	<i>A</i>
							<i>B</i>
		1.00	-0.03	0.05	-0.04	-0.00	<i>C</i>
			1.00	-0.11	-0.06	-0.09	<i>K</i>
				1.00	-0.08	-0.04	U_{\odot}
					1.00	-0.05	V_{\odot}
						1.00	W_{\odot}
Solución para movimientos propios							
<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>K</i>	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	
1.00	-0.14	0.11	-0.06	0.05	0.07	0.06	<i>A</i>
	1.00	0.14	0.03	-0.02	-0.15	-0.01	<i>B</i>
		1.00	0.04	-0.22	0.10	0.01	<i>C</i>
			1.00	-0.04	-0.08	0.24	<i>K</i>
				1.00	0.10	0.04	U_{\odot}
					1.00	0.05	V_{\odot}
						1.00	W_{\odot}
Solución combinada							
<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>K</i>	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	
1.00	-0.09	0.02	-0.07	0.07	0.08	0.01	<i>A</i>
	1.00	0.11	0.01	-0.02	-0.09	-0.01	<i>B</i>
		1.00	0.02	-0.10	0.02	-0.01	<i>C</i>
			1.00	-0.08	-0.07	0.01	<i>K</i>
				1.00	0.01	0.01	U_{\odot}
					1.00	0.05	V_{\odot}
						1.00	W_{\odot}

La información que puede ser derivada de la estadística χ^2 nos proporciona argumentos adicionales a favor de una solución combinada en el análisis que haremos en las próximas secciones. Como se puede comprobar en la tabla 8.2, los peores valores para la fracción $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ se obtienen en la solución para velocidades radiales, efecto que no es reflejado por nuestras simulaciones. Dos aspectos pueden contribuir a este hecho: una estimación a la baja de los errores observacionales en las velocidades radiales (que no puede ser descartado, ya que este parámetro es difícil de obtener para estrellas muy calientes como las nuestras) o un error en la adopción de la forma y/o tamaño del elipsoide de dispersión de velocidades. Ambos aspectos serán discutidos a continuación, pero la única manera de analizar por completo el elipsoide de la dispersión cósmica de velocidades es a través del análisis de los residuos de la solución combinada. Por tanto, trabajaremos a partir de ahora con esta solución combinada, resolviendo las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3 simultáneamente y, por tanto, utilizando a la vez toda la información cinemática disponible para nuestras estrellas.

8.3.2. Dispersión cósmica de velocidades

Nuestros residuos en las ecuaciones 8.1, 8.2 y 8.3 incluyen los errores observacionales, la velocidad residual de las estrellas (dispersión cósmica) y los posibles alejamientos del comportamiento cinemático de las estrellas respecto del modelo lineal adoptado. Un posible método para caracterizar y aislar la contribución de la dispersión cósmica podría ser adoptarla directamente de trabajos independientes como los de Wielen (1977), Lacey (1991) o Asiain, Figueras y Torra (1999), entre otros, quienes analítica o empíricamente evaluaron, a partir de las estrellas cercanas al Sol, el incremento de la dispersión de velocidades estelares con la edad (calentamiento del disco).

Trabajando en el sentido opuesto, podemos asumir que el modelo lineal adoptado es aproximadamente correcto y que los errores observacionales están bien estimados. Con esta hipótesis, y considerando el intervalo $100 < r \leq 600$ pc para minimizar tanto los posibles alejamientos del comportamiento del modelo lineal como los errores observacionales, podemos estudiar la variación con la edad de la dispersión cósmica resolviendo por mínimos cuadrados la solución combinada para diferentes intervalos de edades, usando un proceso iterativo hasta la convergencia. Este proceso de resolución iterativa sigue los siguientes pasos:

- A partir de unos valores iniciales para la dispersión cósmica expresada en coordenadas cartesianas galácticas $(\sigma_{U,\text{cos}}^0, \sigma_{V,\text{cos}}^0, \sigma_{W,\text{cos}}^0)$, calculamos las componentes de esta dispersión en las direcciones de la velocidad radial y los movimientos propios de la estrella: $(\sigma_{v_r,\text{cos}}^0, \sigma_{\mu_1 \cos b,\text{cos}}^0, \sigma_{\mu_b,\text{cos}}^0)$.
- Estas componentes son utilizadas en los pesos de cada una de las ecuaciones del ajuste, según la ecuación 8.4: $p_i = 1 / [\sigma_{i,\text{obs}}^2 + \sigma_{i,\text{cos}}^2]$ (donde $\sigma_{i,\text{obs}}$ es el error observacional de la componente de la velocidad correspondiente de la estrella considerada). A continuación, se aplica el método de resolución por mínimos cuadrados con estos pesos.
- Una vez resuelto el sistema, se calculan los residuos de cada una de las ecuaciones $(\sigma_{v_r}, \sigma_{\mu_1 \cos b}$ y $\sigma_{\mu_b})$, y a partir de ellos se calcula el residuo cuadrático medio en coordenadas cartesianas galácticas: $\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W$.
- A continuación, utilizando de nuevo los errores observacionales individuales $(\sigma_{v_r,\text{obs}}, \sigma_{\mu_1 \cos b,\text{obs}}, \sigma_{\mu_b,\text{obs}})$, calculamos la suma cuadrática media para todas las estrellas en coordenadas cartesianas galácticas: $(\sigma_{U,\text{obs}}, \sigma_{V,\text{obs}}, \sigma_{W,\text{obs}})$.
- A continuación se restan las sumas cuadráticas medias de $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W)$ y $(\sigma_{U,\text{obs}}, \sigma_{V,\text{obs}}, \sigma_{W,\text{obs}})$, se extrae la raíz cuadrada y se divide por N , obteniendo los valores de las componentes de la dispersión cósmica de velocidades: $(\sigma_{U,\text{cos}}, \sigma_{V,\text{cos}}, \sigma_{W,\text{cos}})$.
- Estos valores se utilizan como parámetros de entrada de la siguiente iteración.

En todos los casos, unas pocas iteraciones son suficiente y los resultados no dependen de los valores iniciales adoptados. Los resultados de estos cálculos, para estrellas de diferentes grupos de edades, se presentan en la tabla 8.4.

Debemos en este punto comentar que los valores que hemos obtenido para los parámetros de Oort y las componentes del movimiento solar son prácticamente independientes de la elección de los valores de la dispersión cósmica, siendo las diferencias en estos parámetros siempre inferiores a $0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ó 0.5 km s^{-1} , respectivamente. Sin embargo, el valor adoptado de la dispersión cósmica de velocidades afectará directamente, y de forma muy importante, en la estadística χ^2 . Con este hecho bien presente, y teniendo en cuenta que los valores obtenidos para la dispersión cósmica son coherentes con el trabajo de Wielen (1977; ver tabla 8.4), hemos procedido a resolver las soluciones combinadas para diferentes intervalos de edades

Tabla 8.4: Desviación estándar de los errores observacionales y dispersión cósmica para diversas submuestras divididas en intervalos de edades en el intervalo de distancias $100 < r \leq 600$ pc, ambas expresadas en el sistema de coordenadas galáctico heliocéntrico. $\sigma_{\text{cos}} = (\sigma_{U,\text{cos}}^2 + \sigma_{V,\text{cos}}^2 + \sigma_{W,\text{cos}}^2)^{1/2}$: (1): este trabajo, (2): Wielen (1977), aproximación analítica $\sigma(t)^n = \sigma_o^n + C_v t$ con $n = 2$, $C_v = 6 \cdot 10^{-7} (\text{km s}^{-1})^2 \text{ yr}^{-1}$ y $\sigma_o = 10 \text{ km s}^{-1}$. Unidades: km s^{-1} .

Edad (Myr)	$(\sigma_{U,\text{obs}}, \sigma_{V,\text{obs}}, \sigma_{W,\text{obs}})$	$(\sigma_{U,\text{cos}}, \sigma_{V,\text{cos}}, \sigma_{W,\text{cos}})$	σ_{cos} (1)	σ_{cos} (2)
0 - 30	(3.5, 3.0, 2.3)	(7.9, 7.2, 4.3)	11.5	10.4
30 - 60	(3.1, 3.4, 1.8)	(6.2, 7.5, 4.4)	10.7	11.3
60 - 90	(3.2, 3.2, 2.0)	(7.5, 8.8, 4.5)	12.4	12.0
90 - 120	(3.2, 3.1, 2.1)	(10.9, 9.6, 6.4)	15.9	12.8
> 120	(3.2, 3.2, 2.9)	(10.8, 10.0, 5.5)	15.7	13.8

usando el proceso iterativo arriba explicado para el intervalo $100 < r \leq 600$ pc. Para los intervalos $600 < r \leq 2000$ pc y $100 < r \leq 2000$ pc hemos utilizado como dispersión cósmica de velocidades los valores obtenidos para $100 < r \leq 600$ pc (en cada grupo de edad); por tanto, hemos asumido condiciones isothermas. Este proceso nos brinda la oportunidad de usar la estadística χ^2 para evaluar las estimaciones al alza o a la baja de los errores observacionales o el alejamiento del modelo lineal adoptado. Los resultados se resumen en la tabla 8.5 y se discuten en las dos secciones siguientes.

8.3.3. Visión global de la cinemática galáctica local a gran escala

Una primera visión a la cinemática de las estrellas jóvenes en el entorno solar se puede obtener considerando todas las estrellas en el intervalo $100 < r \leq 2000$ pc. El movimiento solar relativo al grupo estelar considerado es:

$$(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (11.0, 12.9, 6.8) \pm (0.2, 0.2, 0.1) \text{ km s}^{-1} \quad (8.10)$$

Por otro lado, las contantes de Oort obtenidas están dominadas por la rotación

Tabla 8.5: Constantes de Oort y movimiento solar residual en función de la distancia y la edad. Unidades: Edad en Myr; A , B , C , K en $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$; U_{\odot} , V_{\odot} , W_{\odot} , σ en km s^{-1} . $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ es el valor de χ^2 dividido por el número de ecuaciones menos el número de grados de libertad. N es el número de estrellas (muestra 1 + muestra 2; ver capítulo 2).

Edad	A	B	C	K	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	σ	$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$	N
100 < r ≤ 600 pc										
0 - 30	5.7(1.4)	-20.7(1.4)	5.2(1.4)	7.1(1.4)	8.1(0.5)	14.5(0.4)	6.4(0.3)	6.02	1.06	361 + 289
30 - 60	7.6(1.5)	-14.5(1.4)	9.5(1.6)	4.0(1.7)	11.6(0.4)	14.6(0.5)	7.4(0.3)	5.94	0.95	359 + 266
< 60	6.3(1.1)	-18.5(1.0)	5.9(1.1)	5.1(1.1)	9.8(0.3)	14.4(0.3)	6.9(0.2)	6.12	1.01	720 + 555
60 - 90	10.5(2.1)	-13.6(2.0)	5.9(2.1)	-5.4(2.3)	12.4(0.5)	13.8(0.6)	6.8(0.4)	6.72	1.14	245 + 183
> 60	11.8(1.5)	-11.0(1.4)	-0.9(1.5)	-3.5(1.7)	12.0(0.4)	13.2(0.4)	6.7(0.2)	8.07	1.09	932 + 654
> 90	11.9(2.0)	-9.4(1.8)	-4.6(2.0)	-1.9(2.2)	11.8(0.4)	12.9(0.4)	6.6(0.3)	8.30	1.09	687 + 471
Todas	8.8(0.8)	-14.2(0.7)	1.5(0.8)	0.5(0.9)	11.2(0.2)	13.0(0.2)	6.7(0.1)	7.24	1.06	2970 + 1596
600 < r ≤ 2000 pc										
0 - 30	13.3(0.7)	-11.7(0.7)	-0.3(0.7)	-2.6(0.7)	8.0(0.8)	12.9(0.8)	7.9(0.5)	10.39	1.95	285 + 204
30 - 60	9.1(1.7)	-10.8(1.8)	-3.4(1.8)	-0.8(1.8)	15.0(1.8)	10.4(1.7)	8.9(1.1)	11.57	2.29	81 + 56
< 60	12.7(0.6)	-11.7(0.7)	-0.6(0.7)	-2.5(0.6)	9.1(0.8)	12.5(0.7)	8.0(0.5)	10.91	2.05	366 + 260
Todas	13.0(0.7)	-12.1(0.7)	0.5(0.8)	-2.9(0.6)	9.0(0.8)	13.4(0.7)	8.3(0.5)	11.77	1.87	449 + 308
100 < r ≤ 2000 pc										
0 - 30	12.9(0.6)	-13.0(0.6)	0.5(0.6)	-1.7(0.5)	8.6(0.4)	13.4(0.4)	6.7(0.3)	7.85	1.51	646 + 493
30 - 60	9.6(1.0)	-13.2(1.0)	2.0(1.0)	-0.2(1.0)	11.7(0.4)	13.4(0.5)	7.4(0.3)	6.85	1.19	440 + 322
< 60	12.0(0.5)	-13.0(0.5)	0.7(0.5)	-1.5(0.5)	10.0(0.3)	13.4(0.3)	7.1(0.2)	7.52	1.34	1086 + 815
> 60	11.1(1.4)	-12.2(1.3)	-1.8(1.3)	-5.1(1.5)	11.8(0.4)	13.2(0.4)	6.8(0.2)	8.45	1.19	981 + 676
Todas	11.8(0.4)	-12.3(0.4)	0.4(0.4)	-2.0(0.4)	11.0(0.2)	12.9(0.2)	6.8(0.1)	7.77	1.17	3419 + 1904

diferencial galáctica:

$$\begin{aligned}
 A &= 11.8 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 B &= -12.3 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 C &= 0.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 K &= -2.0 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{8.11}$$

La distorsión cinemática producida por el Cinturón de Gould en la vecindad solar puede ser eliminada considerando únicamente aquellas estrellas con $600 < r \leq 2000$ pc. Entonces, encontramos un movimiento solar:

$$(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (9.0, 13.4, 8.3) \pm (0.8, 0.7, 0.5) \text{ km s}^{-1}
 \tag{8.12}$$

en perfecto acuerdo con el valor clásico. Las diferencias respecto de la primera solución son parcialmente provocadas por la presencia de grupos móviles de los cuales forman parte las estrellas jóvenes (Asiain et al. 1999). A partir de las simulaciones realizadas en la sección 8.2, esperamos que estos valores de las componentes del movimiento solar estén infravalorados debido a un sesgo de $\sim -(0.3-0.4) \text{ km s}^{-1}$. Las constantes de Oort que se han encontrado en este caso han sido:

$$\begin{aligned}
 A &= 13.0 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 B &= -12.1 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 C &= 0.5 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\
 K &= -2.9 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{8.13}$$

El valor de la constante A de Oort aquí obtenido se puede comparar con el calculado en el capítulo 6, cuando utilizamos el modelo de Galaxia que incluía la estructura espiral. Entonces obtuvimos, también para las estrellas O y B de nuestra muestra con $600 < r \leq 2000$ pc, $A \sim 13.7-13.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (en función del caso considerado). Por tanto, parece que la inclusión de la estructura espiral en las ecuaciones a resolver hace variar ligeramente el valor de A obtenido, como por otro lado era de esperar a estas distancias del Sol.

Por otro lado, según las conclusiones a las que llegamos en la sección 8.2, sólo se espera un sesgo significativo para B , con una estimación a la baja con un valor

absoluto de aproximadamente $0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Por tanto, este valor podría ser $B \sim -12.9 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Estos valores de las constantes A y B de Oort son muy parecidos a los obtenidos por Lindblad et al. (1997). Usando datos Hipparcos, estos autores encontraron $A = 13.7 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y $B = -13.6 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ a partir de una muestra de estrellas O y B con $r \leq 2000 \text{ pc}$, externas al CG. Feast y Whitelock (1997) obtuvieron $A = 14.8 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y $B = -12.4 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ a partir de una muestra de estrella cefeidas (a distancias de hasta 5000 pc) con movimientos propios y calibración de distancia proporcionados por Hipparcos. Usando una muestra similar (también con una calibración Hipparcos para las distancias), Feast, Pont y Whitelock (1998) encontraron $A = 15.1 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ a partir de las velocidades radiales. Esta tendencia a obtener valores pequeños de la constante A de Oort cuando el horizonte de distancia de la muestra se aproxima se confirma con los resultados que presentamos en la tabla 8.5, así como en los obtenidos en la sección 6.3. Usando estrellas con $100 < r \leq 600 \text{ pc}$ no pertenecientes al CG (edades superiores a 90 Myr), nosotros hemos encontrado una constante A de $11.9 \pm 2.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, aproximadamente $1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ inferior a la obtenida para las estrellas con $600 < r \leq 2000 \text{ pc}$. Cuando se compara este resultado con la $A = 11.3 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ obtenida por Hanson (1987) usando movimientos propios para aproximadamente $60\,000$ estrellas cercanas débiles ($r < 1000 \text{ pc}$ y magnitud fotográfica $16 < m_{\text{pg}} < 17$) a partir del programa *Lick Northern Proper Motion* (NPM), encontramos una buena coherencia, aunque la muestra de este autor estaba compuesta fundamentalmente por estrellas F2-K0. Más recientemente, Olling y Merrifield (1998), usando un modelo de masa que incluía la componente del gas interestelar, obtuvieron la variación de las constantes de Oort en función de la distancia galactocéntrica. Según estos autores, las discrepancias entre los valores de A obtenidos por Hanson (1987) y Feast, Pont y Whitelock (1998) se deben a la diferencia en la distancia galactocéntrica media de las dos muestras. Sin embargo, Olling y Merrifield admiten una fuente potencial de error en su análisis debido a la asunción de simetría azimutal en la estructura orbital de la Galaxia. Esto ha sido resuelto en este trabajo gracias a la inclusión de la estructura espiral galáctica en los resultados presentados en el capítulo 6.

El valor obtenido para la constante C , prácticamente nulo en los intervalos de distancia $100 < r \leq 2000 \text{ pc}$ y $600 < r \leq 2000 \text{ pc}$, está en buen acuerdo con una rotación diferencial galáctica pura. Sin embargo, en el caso de la constante K volvemos a encontrar un valor claramente negativo, como ya sucedió en el capítulo 6. Allí discutimos las implicaciones de este resultado. Por lo que respecta a la constante

C , CTG encontraron un valor claramente negativo para estrellas B6-A0: $C = -8.8 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Este valor de C parece estar corroborado por Mestres (1996), quien encontró $C = -4.8 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para las estrellas O-B de su muestra con $400 < r \leq 1500 \text{ pc}$. Sin embargo, Lindblad et al. (1997) encontraron $C = 0.8 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ a partir de su muestra de estrellas Hipparcos O y B no pertenecientes al CG. Este último resultado está en muy buen acuerdo con el obtenido en este trabajo.

Para evaluar la bondad de nuestro ajuste, podemos estudiar la estadística χ^2 . Hemos encontrado valores de 1.9-2.3 para $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$, dependiendo del intervalo de edad considerado. Para un ajuste moderadamente bueno, esperaríamos encontrar un valor $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M) \sim 1$. Pensamos que la diferencia entre este valor esperado y los obtenidos se debe a una estimación a la baja de los errores en las distancias fotométricas y las velocidades radiales.

Esta visión global de la cinemática galáctica en el entorno solar cambia radicalmente cuando dividimos nuestra muestra en grupos de edad y de distancia. El cambio más destacado cuando estudiamos el sistema de las estrellas más cercanas y jóvenes es la marca cinemática del CG; es decir, la aparición de un valor positivo de la constante K de Oort y el peculiar comportamiento del resto de constantes de Oort.

8.3.4. Irregularidades locales: los efectos cinemáticos del Cinturón de Gould

Para estudiar las características cinemáticas del Cinturón de Gould, presentamos en la tabla 8.5 los resultados del ajuste de nuestro modelo para las estrellas de la muestra con $100 < r \leq 600 \text{ pc}$. En la figura 8.2 mostramos la variación de los parámetros de Oort en función de la edad. En general, podemos observar un marcado incremento en los valores de A y B con la edad, y un decrecimiento en C y K , de acuerdo con los resultados obtenidos por Torra et al. (1997).

Para el grupo de estrellas más jóvenes se obtiene una rotación diferencial galáctica no pura con $A = 5.7 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, $B = -20.7 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y valores no nulos de C y K . La tendencia a obtener valores bajos de A y B para el grupo más joven de estrellas está en perfecto acuerdo con los resultados obtenidos por Lindblad

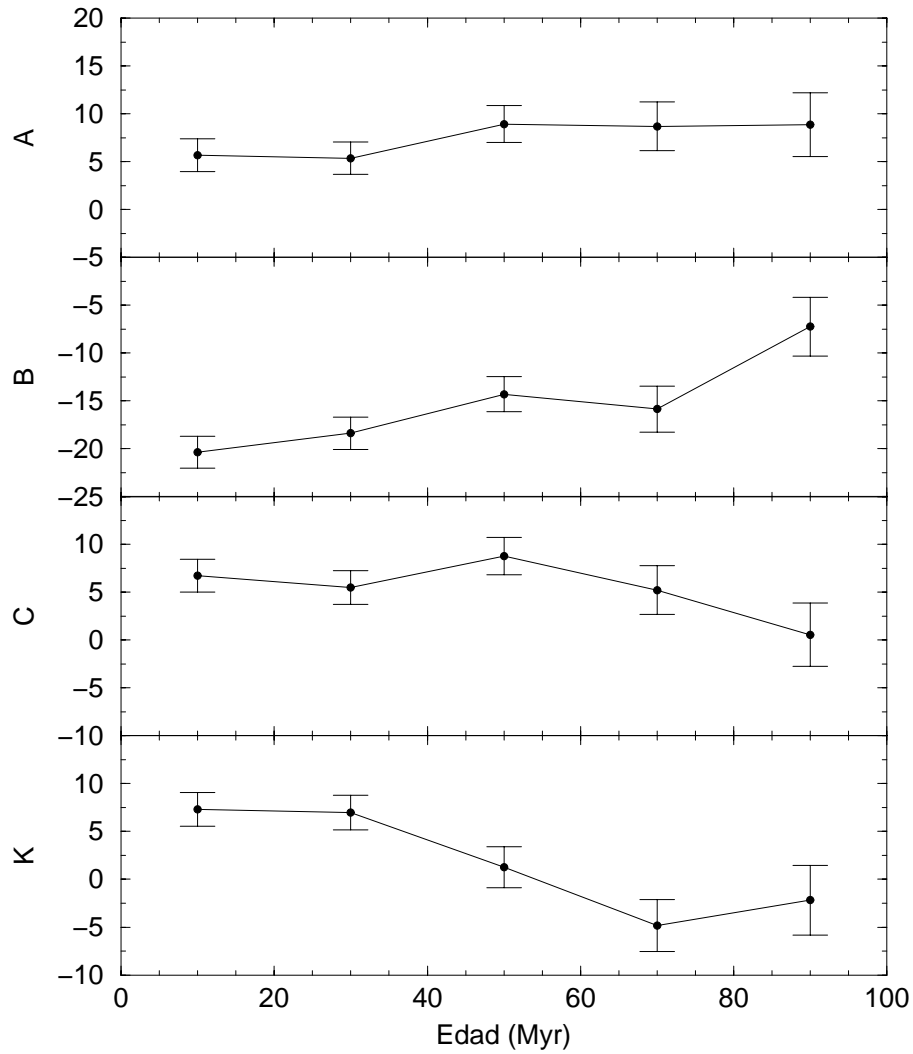


Figura 8.2: Variación de los parámetros de Oort en función de la edad para estrellas con $100 < r \leq 600$ pc. Las unidades son $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$.

et al. (1997) y Torra et al. (1997), aunque estos autores informaron de valores aún más bajos para la solución combinada. Coincidiendo con estos dos trabajos, hemos confirmado que aparecen diferencias significativas entre las soluciones obtenidas utilizando únicamente los datos de velocidades radiales o los de movimientos propios ($A = 0.7 \pm 2.9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y $A = 6.4 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, respectivamente). Como ha sido expuesto en la sección anterior, una posible explicación a este hecho podría ser el alejamiento de algunos grupos estelares jóvenes del comportamiento cinemático lineal adoptado en el modelo. Cuando consideramos estrellas no tan jóvenes, los valores de A y B se aproximan a los clásicos ($A \sim 12 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ y $B \sim -9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$). Según se deduce de los resultados obtenidos en la sección 8.2, no es de esperar que estas diferencias sean producidas por ningún sesgo sistemático. En este intervalo de distancias, únicamente esperamos una estimación a la baja de A de unos $0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

Para las estrellas con $\tau \leq 60 \text{ Myr}$ hemos encontrado un valor claramente positivo del término K : $K = 7.1 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para $\tau \leq 30 \text{ Myr}$, y $K = 4.0 \pm 1.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para $30 < \tau \leq 60 \text{ Myr}$. Por otra parte, para estrellas más viejas que 60 Myr se encuentran valores ligeramente negativos de K . Independientemente del intervalo de edades considerado, no se encuentran valores positivos de K para estrellas con $600 < r \leq 2000 \text{ pc}$. Al contrario, como ya hemos comentado con anterioridad, se obtienen valores negativos que parecerían indicar un movimiento de compresión radial (ver sección 6.3).

En el intervalo $100 < r \leq 600 \text{ pc}$ hemos obtenido valores de $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ similares a los obtenidos a partir de las simulaciones (ver sección 8.2), alrededor de 1.0. A partir de los valores coherentes de la dispersión cósmica que se obtienen, podemos concluir que el campo de velocidades de nuestras estrellas se ajusta al modelo lineal propuesto y, además, que los errores en los observables de las estrellas (distancia, velocidad radial y movimientos propios) están bien estimados en nuestro catálogo.

Las variaciones en los parámetros de Oort en función de la edad nos permiten realizar una estimación de la edad del Cinturón de Gould. Como hemos visto, cuando consideramos las estrellas con $100 < r \leq 600 \text{ pc}$, sólo se obtiene una rotación diferencial galáctica prácticamente pura para el subgrupo de estrellas con edades superiores a 90 Myr . En el intervalo de edades $60\text{-}90 \text{ Myr}$ todavía se obtienen valores relativamente bajos de A y B y un valor alto de C . Por tanto, concluimos que la

edad del Cinturón de Gould que se deriva del comportamiento cinemático de las estrellas que lo componen está en perfecto acuerdo con el obtenido en el capítulo 7 a partir del análisis de la estructura espacial.

En las figuras 8.3 y 8.4 mostramos los vectores de la velocidad espacial residual de cada estrella proyectados sobre el plano galáctico, después de restar las contribuciones del movimiento solar y la rotación diferencial encontradas en la resolución para todas las estrellas en el intervalo de distancias $600 < r \leq 2000$ pc (por tanto, contribuciones no afectadas de la peculiar cinemática del CG), clasificados en diferentes grupos de edad. A partir de esta figura es evidente que el modelo de expansión del Cinturón de Gould a partir de un punto (Olano 1982) o una línea orientada en la dirección $l = 45^\circ \rightarrow 225^\circ$ (CTG) no son una buena aproximación. En estas mismas figuras hemos identificado algunas agrupaciones estelares asociadas con Lac OB1, Cep OB2, Cas-Tau, Per OB2, Col 121, Vel OB2, Tr 10 y Sco-Cen. Todas estas asociaciones, excepto Cep OB2, han sido clásicamente atribuidas al CG (Comerón 1992; Pöppel 1997). En el grupo de estrellas más jóvenes (figura 8.3, arriba: estrellas con $\tau \leq 30$ Myr) observamos el claro movimiento residual del complejo de Sco-Cen. Este complejo está formado por tres asociaciones (Upper Scorpius, US; Upper Centaurus Lupus, UCL; y Lower Centaurus Crux, LCC), situadas a una distancia de unos 120-145 pc, en la región de X positivas e Y negativas (cuarto cuadrante galáctico). La asociación Ori OB1 muestra un movimiento residual medio menor, como será discutido con posterioridad. Está compuesta de diversos subgrupos, situados en un rango de distancias de unos 340-510 pc, en la dirección de $l \sim 200$ - 210° (tercer cuadrante galáctico).

Sco-Cen y Ori OB1 son los dos principales complejos *clásicos* del Cinturón de Gould y, por tanto, es especialmente interesante realizar un estudio por separado de sus movimientos e influencia en el campo de velocidades. Este estudio podría clarificar si el CG es una acumulación casual de asociaciones OB o una estructura con un origen común. En la figura 8.5 mostramos el campo de velocidades heliocéntrico y el campo de velocidades residuales (calculado como en las figuras 8.3 y 8.4) de las estrellas pertenecientes a los complejos de Sco-Cen y Ori OB1 en los planos galácticos X - Y y X - Z . Para seleccionar estas estrellas hemos utilizado las listas de miembros proporcionadas por Brown, de Geus y de Zeeuw (1994; asociación Ori OB1) y de Zeeuw et al. (1999; complejo de Sco-Cen). Hemos de destacar que se han detectado (especialmente en el caso de Sco-Cen) algunas estrellas adicionales cuya localización y cinemática son compatibles con la categoría de miembros de

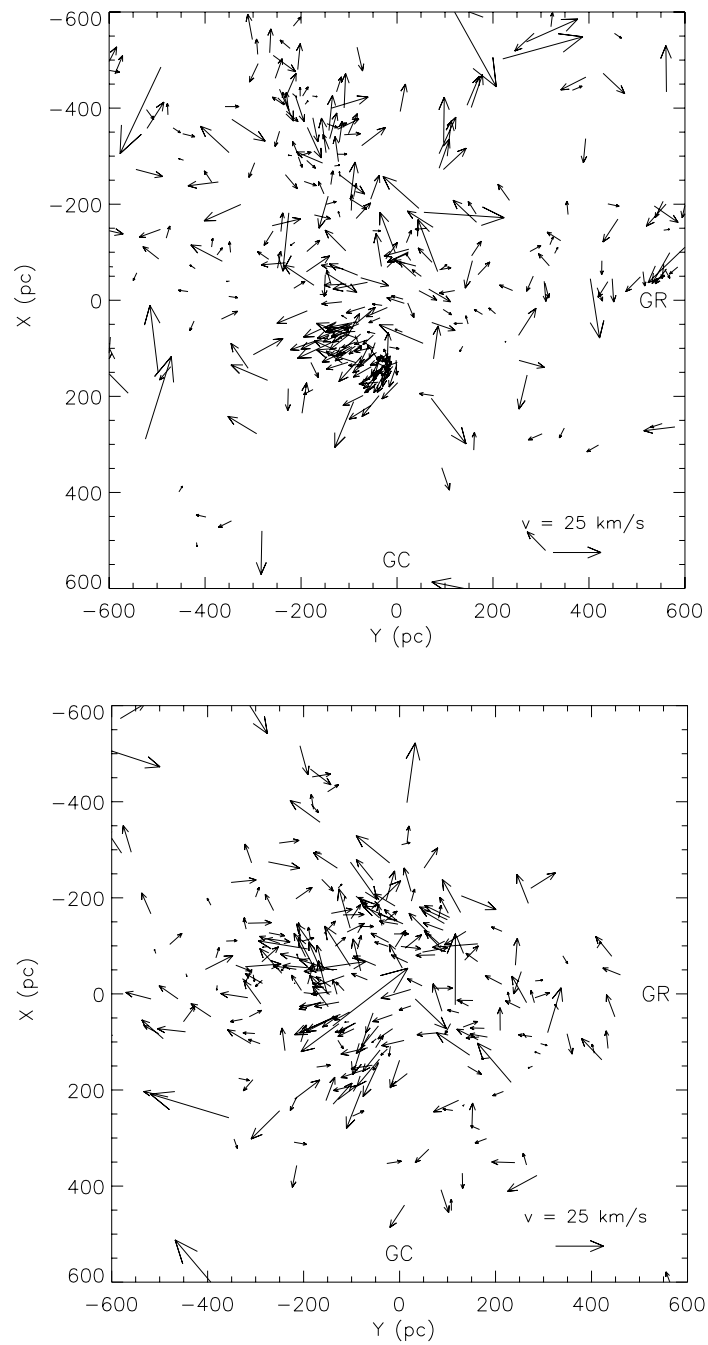


Figura 8.3: Vectores de la velocidad espacial residual proyectados sobre el plano galáctico para las estrellas O y B con edades $\tau \leq 30$ Myr (arriba) y $30 < \tau \leq 60$ Myr (abajo).

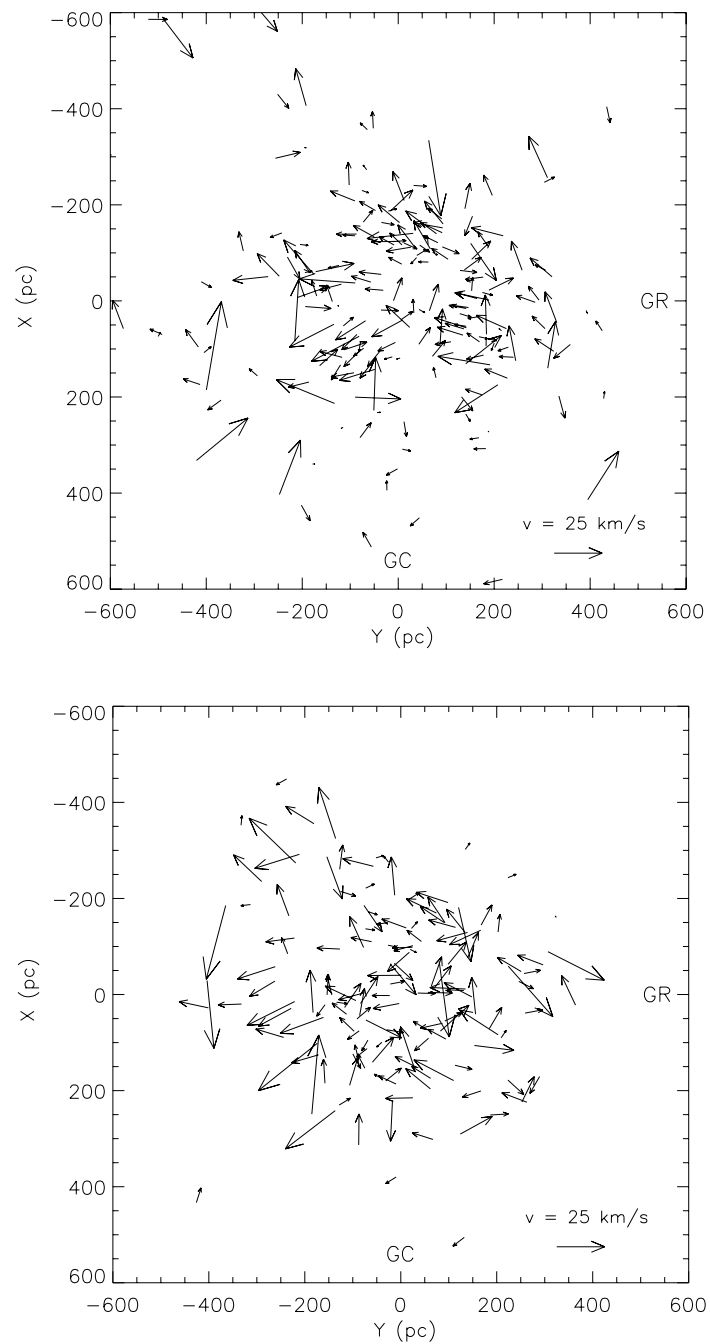


Figura 8.4: Vectores de la velocidad espacial residual proyectados sobre el plano galáctico para las estrellas O y B con edades $60 < \tau \leq 90$ Myr (arriba) y $90 < \tau \leq 120$ Myr (abajo).

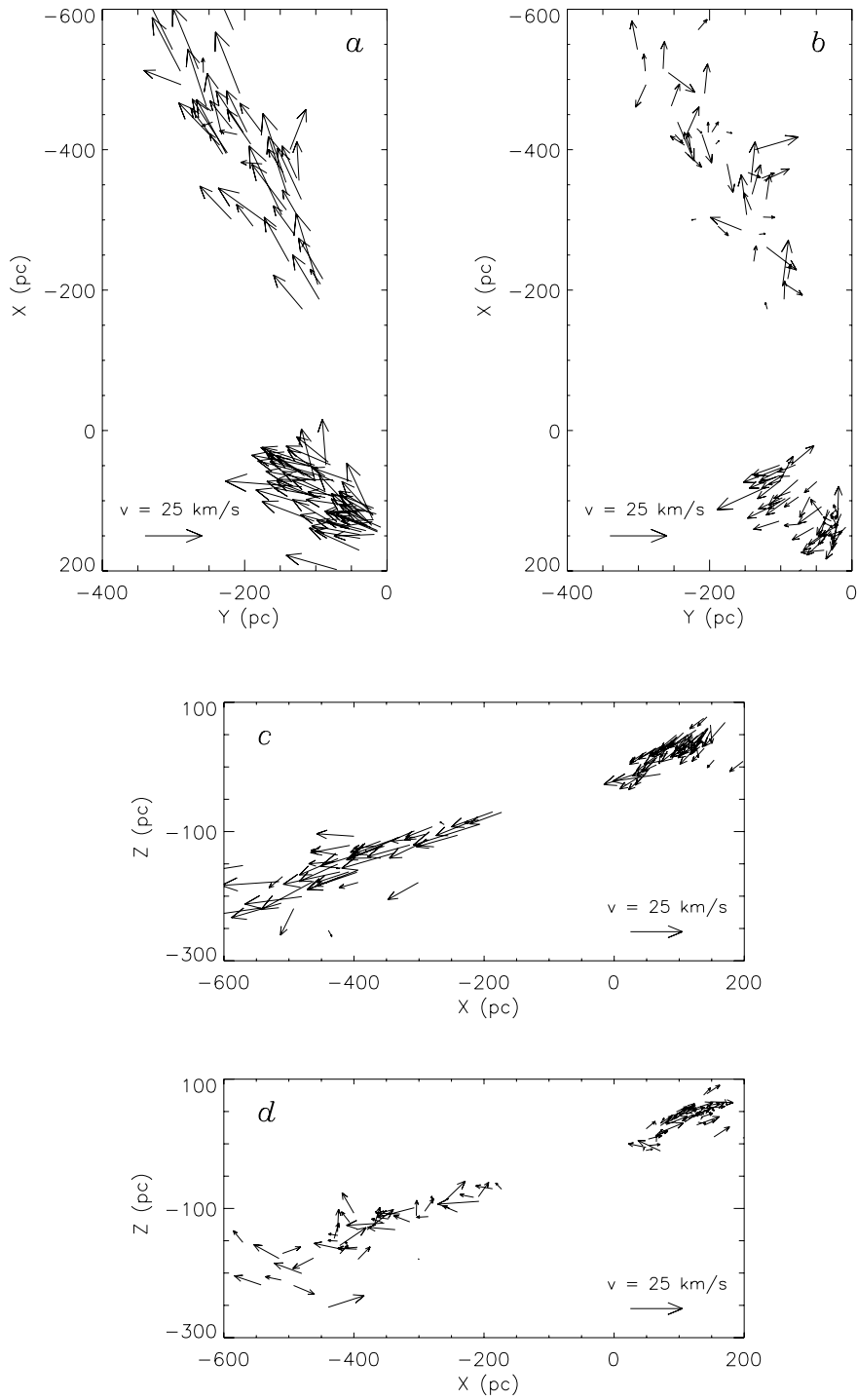


Figura 8.5: Vectores de la velocidad espacial heliocéntrica (*a,c*) y vectores de la velocidad espacial residual (*b,d*) proyectados sobre el plano galáctico (X - Y) y el plano meridional (X - Z) para las estrellas de nuestra muestra más jóvenes que 30 Myr pertenecientes a los complejos de Sco-Cen y Ori OB1.

estas asociaciones. Hemos confirmado una velocidad residual elevada para Sco-Cen, el cual se está moviendo alejándose del Sol: $(U, V, W)_{\text{res}} = (4.1, -6.7, 2.2) \text{ km s}^{-1}$, $(v_r, v_l, v_b)_{\text{res}}^1 = (7.1, -3.2, 0.6) \text{ km s}^{-1}$. En el caso de la asociación Ori OB1, el movimiento residual medio encontrado ha sido menor y prácticamente nulo en la dirección radial: $(U, V, W)_{\text{res}} = (-2.7, 3.1, 3.6) \text{ km s}^{-1}$, $(v_r, v_l, v_b)_{\text{res}} = (0.2, -3.9, 3.8) \text{ km s}^{-1}$. Estos efectos han sido confirmados cuando se calculan los parámetros de Oort para las estrellas con $100 < r \leq 600 \text{ pc}$ más jóvenes de 30 Myr no identificadas como miembros de estos complejos (ver tabla 8.6). Cuando Ori OB1 es excluido de los cálculos para obtener los parámetros de Oort, el valor obtenido para el término K baja sólo en $0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. En cambio, cuando Sco-Cen es excluido de los cálculos, el valor encontrado para K es $1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ menor. En ambos casos los parámetros de Oort A , B y C se ven modificados en menos de aproximadamente $1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Cuando ambos complejos son eliminados, los parámetros obtenidos son relativamente similares a aquellos obtenidos anteriormente (todos los cambios detectados se encuentran dentro de las barras de error).

Tras este análisis, podemos concluir, como mínimo, que estas asociaciones no son las únicas responsables de la cinemática peculiar que se observa para las estrellas jóvenes del entorno solar, atribuida al CG. De hecho, como veremos en la parte IV de esta memoria, el complejo de Sco-Cen pudo tener un origen independiente al del CG. Por tanto, otras asociaciones cercanas y estrellas de campo pertenecientes al CG han de tener una influencia muy importante en la determinación de los parámetros de Oort.

También hemos realizado un intento de analizar la expansión del sistema en función de la distancia heliocéntrica. Para empezar, en la figura 8.6 presentamos la variación del producto $K \cdot r$ en función de la distancia heliocéntrica para estrellas con $\tau \leq 60 \text{ Myr}$. También representamos la gráfica obtenida excluyendo las estrellas del complejo de Sco-Cen. Podemos comprobar que para distancias de 150-200 pc (donde se concentran la mayoría de estrellas de Sco-Cen), la eliminación de las estrellas de este complejo se hace notar con una ligera disminución del valor de $K \cdot r$. Pero aún considerando todas las estrellas, la expansión radial disminuye rápidamente cuando incrementamos la distancia (para $r \lesssim 250 \text{ pc}$) y no se extiende más allá de 400 pc. A distancias superiores a 400 pc, únicamente Per OB2 tiene un movimiento residual medio en el sentido de alejamiento del Sol. Como ya ha sido discutido, Ori OB1 tiene un movimiento residual medio prácticamente nulo en esta dirección.

¹ $v_l = 4.741R\mu_l \cos b$ y $v_b = 4.741r\mu_b$.

Tabla 8.6: Parámetros de Oort y movimiento residual solar para las estrellas de nuestra muestra con $100 < r \leq 600$ pc y $\tau \leq 30$ Myr, excluyendo aquellas estrellas pertenecientes a los complejos de Sco-Cen y Ori OB1, según los listados de miembros proporcionados por Brown, de Geus y de Zeeuw (1994; asociación Ori OB1) y de Zeeuw et al. (1999; complejo de Sco-Cen). Unidades: A, B, C, K en $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$; $U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}, \sigma$ en km s^{-1} . $\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$ es el valor de χ^2 dividido por el número de ecuaciones menos el número de grados de libertad. N es el número de estrellas (muestra 1 + muestra 2).

Excluidos	A	B	C	K	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}	σ	$\chi^2/(N_{\text{eq}} - M)$	N
Ninguno	$5.7_{(1.4)}$	$-20.7_{(1.4)}$	$5.2_{(1.4)}$	$7.1_{(1.4)}$	$8.1_{(0.5)}$	$14.5_{(0.4)}$	$6.4_{(0.3)}$	6.02	1.06	$361 + 289$
Sco-Cen	$6.9_{(1.6)}$	$-19.7_{(1.6)}$	$4.7_{(1.6)}$	$5.8_{(1.6)}$	$8.5_{(0.6)}$	$13.9_{(0.5)}$	$6.2_{(0.3)}$	6.39	1.18	$305 + 238$
Ori OB1	$6.1_{(1.6)}$	$-20.7_{(1.6)}$	$5.3_{(1.6)}$	$7.3_{(1.6)}$	$8.0_{(0.5)}$	$14.6_{(0.4)}$	$6.6_{(0.3)}$	6.14	1.10	$315 + 251$
Ambos complejos	$7.2_{(1.8)}$	$-19.7_{(1.8)}$	$4.9_{(1.9)}$	$6.0_{(1.9)}$	$8.4_{(0.6)}$	$14.0_{(0.6)}$	$6.4_{(0.3)}$	6.60	1.26	$258 + 200$

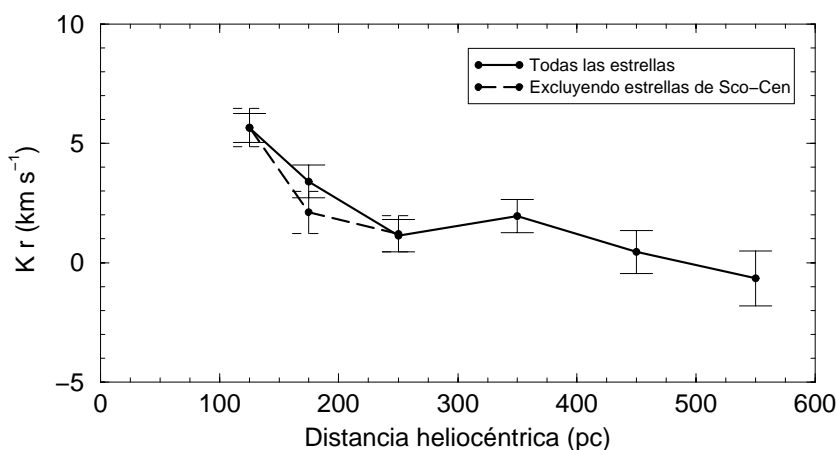


Figura 8.6: Variación de $K \cdot r$ en función de la distancia heliocéntrica para estrellas con una edad inferior a 60 Myr.

Incluso considerando el movimiento solar propuesto por Dehnen y Binney (1998), $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (10.00, 5.25, 7.17)$ km s⁻¹, y la curva de rotación galáctica propuesta por Feast y Whitelock (1997), hemos obtenido un movimiento residual pequeño para este agregado estelar de $(U, V, W)_{\text{res}} = (-1.2, -2.8, 2.1)$ km s⁻¹, $(v_r, v_l, v_b)_{\text{res}} = (1.7, 1.9, 2.8)$ km s⁻¹.

Para analizar en más detalle la expansión en la región $r < 300$ pc, mostramos en la figura 8.7 los vectores de la velocidad residual proyectados sobre el plano galáctico para todas estrellas con $\tau \leq 60$ Myr (para obtener una mayor claridad en las representaciones gráficas, hemos dividido la muestra en dos coronas en distancia: $r \leq 150$ pc y $150 < r \leq 300$ pc) junto con el *Anillo de Lindblad* según el modelo de Olano (1982; con centro a $r = 166$ pc del Sol en la dirección $l = 131^\circ$, y semiejes de 364 pc y 211 pc) y la posición del centro del Cinturón de Gould propuesta por Comerón y Torra (1991) ($r = 80$ pc, $l = 146^\circ$). En el primer cuadrante se observa una pobre densidad de estrellas, parcialmente producida por las cercanas estructuras de alta extinción del complejo de Ophiuchus-Aquila (Vergely et al. 1997). Este hecho impide estudiar el campo de velocidades residuales de este cuadrante. El complejo de Cas-Tau se sitúa en la dirección $l \sim 240^\circ$. Por tanto, tal y como muestran las figuras 8.3, 8.4 y 8.7, y como ya notaron, entre otros, Lindblad et al. (1997), el tercer y cuarto cuadrantes galácticos contienen las estructuras más importantes desde el punto de vista de la expansión observada del CG.

El cuarto cuadrante contiene el exhaustivamente estudiado complejo de Sco-Cen.

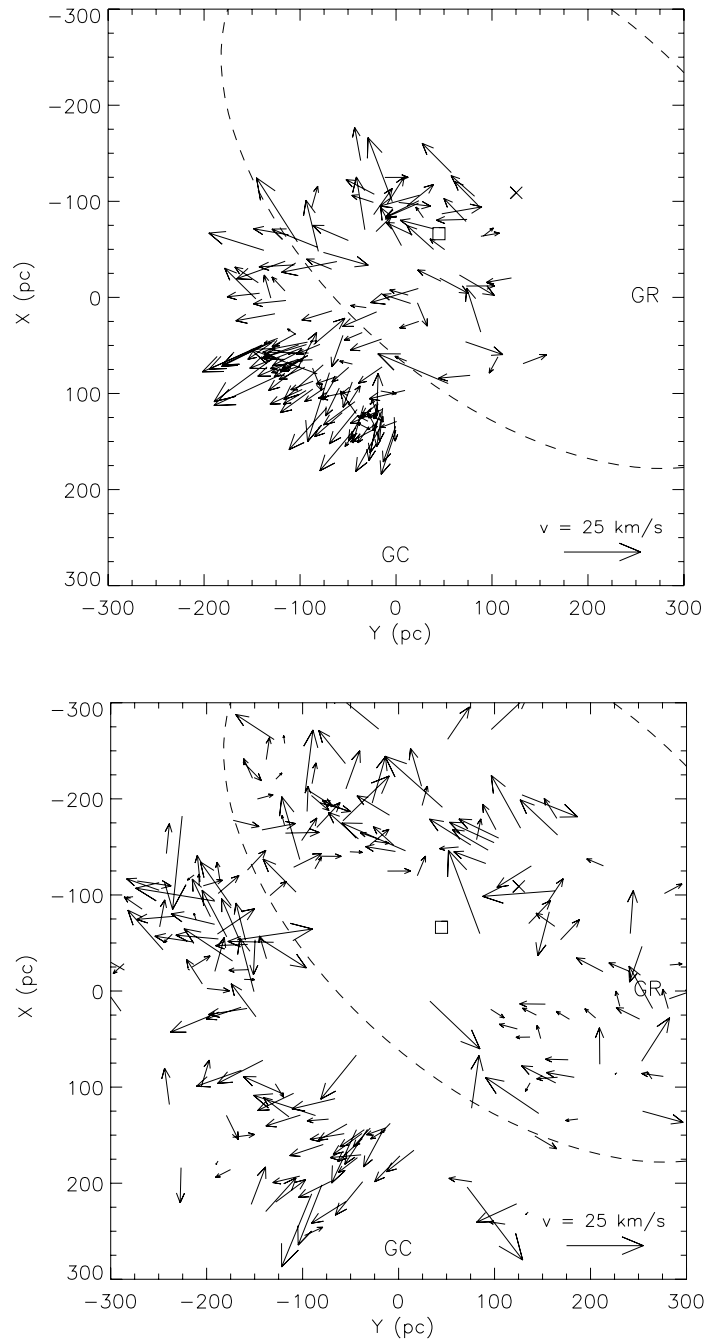


Figura 8.7: Vectores de la velocidad espacial residual proyectados sobre el plano galáctico para las estrellas O y B con una edad $\tau \leq 60$ Myr y $0 < r \leq 150$ pc (arriba) y $150 < r \leq 300$ pc (abajo). También se ha dibujado el Anillo de Lindblad de Olano (1982; con una cruz en su centro) y el centro del Cinturón de Gould (cuadrado) obtenido por Comerón y Torra (1991). GC y GR indican las direcciones del centro galáctico y la rotación galáctica, respectivamente.

En este trabajo hemos detectado otra región, con longitudes galácticas $225 \lesssim l \lesssim 285^\circ$ y en el intervalo de distancias $100 \lesssim r \lesssim 300$ pc, donde se aprecia una concentración bien definida de estrellas O y B con edades entre 30 y 60 Myr que tienen movimientos residuales en dos direcciones diferentes. Para analizar estas corrientes estelares en detalle, presentamos en la figura 8.8 la distribución de estas estrellas en el plano U - V . En la figura se ha utilizado un estimador *kernel* (Silverman 1986) para indicar los isocontornos. También se han superpuesto las componentes de la velocidad heliocéntrica media (U, V) de los cúmulos abiertos presentes en esta región, obtenidas de datos Hipparcos por Robichon et al. (1999) y las nuevas estructuras cinemáticas identificadas por Platais, Kozhurina-Platais y van Leeuwen (1998). La corriente estelar situada en $(U, V) = (-12, -23)$ km s⁻¹ comparte el movimiento del cúmulo a Car (= HIP 45080) y del cúmulo abierto IC 2602, y quizás puede también estar relacionado con las subestructuras del grupo móvil de las Pleiades encontradas por Asiain et al. (1999). La concentración observada en $(U, V) = (-28, -20)$ km s⁻¹ está asociada con NGC 2451 A y Tr 10. La naturaleza de NGC 2451 ha sido discutida largo tiempo. Según Röser y Bastian (1994), NGC 2451 puede ser dividido en dos entidades diferentes. Estos autores nombraron a la más cercana de éstas Grupo Móvil de Puppis (*Puppis Moving Group*, PMG), cuyo centro se sitúa claramente desplazado (aproximadamente 1°) del núcleo de NGC 2451. La distancia que encontraron para PMG fue de 220 pc. Carrier, Burki y Richard (1999) también encontraron dos entidades diferenciadas, a 198 y 358 pc respectivamente, a partir de fotometría de Ginebra y datos Hipparcos. Dos picos bien definidos en la distribución de paralajes parecen apoyar la naturaleza de cúmulo abierto para estas dos entidades, aunque la más alejada se distingue con dificultad de las estrellas de campo debido a que tanto la paralaje como los movimientos propios de sus estrellas son cercanos a los de las estrellas de fondo. Por otra parte, Tr 10 fue identificado como una asociación OB de edad intermedia por de Zeeuw et al. (1999), quienes encontraron 23 miembros repartidos sobre $\sim 8^\circ$ en el cielo. Robichon et al. (1999) encontraron 9 miembros Hipparcos del cúmulo. La distancia obtenida en ambos trabajos es la misma (365 pc). La componente de la velocidad U encontrada para la asociación es la misma que para el cúmulo ($U = -27.3$ km s⁻¹), pero hay una diferencia de 4 km s⁻¹ en la componente V ($V_{\text{asoc}} = -17.8$ km s⁻¹, $V_{\text{cum}} = -21.9$ km s⁻¹).

Del conjunto de estrellas de nuestra muestra que se sitúan en la región de estudio ($225 < l \leq 285^\circ$, $100 < r \leq 300$ pc y $30 < \tau \leq 60$ Myr), únicamente 7 han sido identificadas como miembros de cúmulos abiertos o asociaciones por los autores arriba indicados (incluyendo la lista de de Zeeuw et al. 1999). Por tanto,

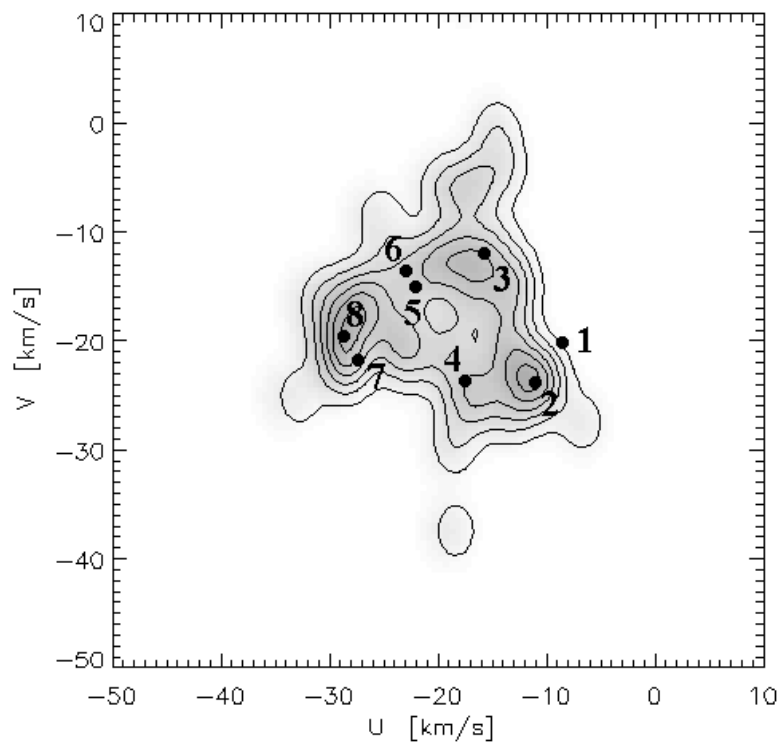


Figura 8.8: Distribución de estrellas en el plano U - V de velocidades heliocéntricas (donde un estimador *kernel* ha sido utilizado para indicar las líneas de isocontornos) para estrellas con $225 < l \leq 285^\circ$, $100 < r \leq 300$ pc y $30 < \tau \leq 60$ Myr. Los círculos rellenos corresponden a la posición de los cúmulos de la tabla 8.7.

Tabla 8.7: Coordenadas galácticas y componentes de la velocidad heliocéntrica de los cúmulos mostrados en la figura 8.8. Unidades: l , b en grados; r en pc; U , V y W en km s^{-1} .

Cúmulo	l	b	r	U	V	W
1. IC 2602 ²	289.6	-4.9	152	-8	-20	-0
2. a Car ¹	277.7	-7.6	132	-11	-24	-4
3. NGC 2232 ²	214.3	-7.7	325	-16	-12	-11
4. NGC 2516 ²	273.9	-15.9	346	-17	-24	-4
5. HR 3661 ¹	266.9	3.4	174	-22	-15	-6
6. IC 2391 ²	270.4	-6.9	146	-23	-14	-7
7. Tr 10 ²	262.8	0.6	365	-27	-22	-10
8. NGC 2451 ²	252.4	-6.8	189	-29	-20	-14

¹ Platais, Kozhurina-Platais y van Leeuwen (1998)

² Robichon et al. (1999)

un número importante de las estrellas restantes también comparten el movimiento de estos cúmulos y asociaciones y se distribuyen espacialmente sobre una región extensa, como se observa en la figura 8.7. Finalmente, aunque IC 2391 y HR 3661 (= HIP 45189) parecen estar aisladas en la figura 8.8, hemos detectado en nuestra muestra estrellas que comparten el movimiento de estos cúmulos cuando cambiamos el intervalo de edades seleccionado a $60 \leq \tau \leq 90$ Myr. Este hecho es consistente con la edad estimada para HR 3661 (100 Myr, Platais, Kozhurina-Platais y van Leeuwen 1998), pero no con la edad de IC 2391 (30 Myr, Stauffer et al. 1997).

Será necesario realizar un trabajo más exhaustivo para confirmar la existencia de estas corrientes estelares y aclarar su origen en el contexto de la diversidad de modelos propuestos para el Cinturón de Gould (ya que, por ejemplo, ninguna de las dos corrientes se ajusta al movimiento previsto para esta región por el modelo de anillo de gas en expansión de Olano 1982). El hecho de que el movimiento (U, V) de la corriente estelar alrededor de IC 2451 A sea muy parecido al movimiento de un grupo móvil más viejo (100-400 Myr) detectado independientemente por Figueras et al. (1997), Asiain et al. (1999), Chereul, Crézé y Bienaymé (1999) y Sabas (1997) deja por responder interesantes preguntas. Como punto de partida, los movimientos verticales de estas estructuras deberían permitirnos confirmar o descartar estas posibles relaciones. Relacionado con este último punto, y como ya hemos comentado

en el capítulo anterior, Comerón (1999) anunció un gradiente sistemático en la componente vertical de la velocidad de las estrellas pertenecientes al CG a lo largo del plano galáctico que, aunque sutil, es detectable en los datos astrométricos Hipparcos. En concreto, el valor de este gradiente es de $6.5 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, suficientemente bajo como para suponer que el CG se encuentra en el momento actual cerca de su máxima inclinación.