

Curso 2004/05
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS/8
I.S.B.N.: 84-7756-632-1

ANTONIO LUIS CABRERA LAVERS

Análisis morfológico multibanda del contenido
estelar del plano y disco de la Vía Láctea

Directores

FRANCISCO GARZÓN LÓPEZ
PETER LAWRENCE HAMMERSLEY



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

*A Aurora
y
nuestra arvejita*

Resumen

El estudio de las cuentas estelares en nuestra Galaxia, o lo que es lo mismo saber cuál es la distribución en el cielo de las estrellas de la misma, constituye una herramienta valiosísima para el conocimiento de la verdadera forma de la Vía Láctea así como de las distintas componentes que la constituyen. La extinción interestelar no obstante, más intensa en el plano de la Galaxia, ocasiona que no podamos estudiar adecuadamente su componente más importante y masiva, el disco. Para ello es necesario que nos desplacemos hacia longitudes de onda mayores del espectro, en donde el efecto de la extinción es menor ganando así poder de penetración a lo largo del plano y alcanzando las zonas más oscurecidas por el polvo.

En este trabajo, se ha estudiado el contenido estelar del plano de nuestra Galaxia mediante el uso de medidas en el infrarrojo cercano, por un lado a través del análisis de las cuentas estelares en la banda K y por otro gracias a la obtención de las densidades directamente de los diagramas color-magnitud infrarrojos con un método de paralajes fotométricos basado en la población del *red clump*. Para ello se han usado principalmente las bases de datos de 2MASS y DENIS, con la incorporación de una base de datos propia homogénea desarrollada en el IAC mediante observaciones con el Telescopio Carlos Sánchez del Observatorio del Teide. Esta base de datos es de carácter público y cubre un total de aproximadamente 42 grados² de cielo en regiones cercanas al plano de la Galaxia, con una mayor profundidad que la proporcionada por las bases de datos anteriormente citadas.

Las medidas obtenidas en el plano han permitido extraer algunas conclusiones importantes sobre la estructura y leyes de densidad del disco joven de nuestra Galaxia. El disco externo ($6 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$) sigue así una ley exponencial típica con un *flare*, es decir, un aumento de la escala de altura de las fuentes a medida que nos alejamos del centro de la Galaxia, y presenta una asimetría importante en su zona más externa (*warp*) con la misma amplitud que el que se ha obtenido en otros trabajos para el gas. El *flare* en la distribución estelar supone que no sea necesario considerar un truncamiento abrupto del disco de la Galaxia al menos hasta una distancia de $R < 15 \text{ kpc}$.

En el caso del disco interno ($2.25 \text{ kpc} < R < 4 \text{ kpc}$), se ha obtenido que existe un déficit de estrellas respecto a una ley exponencial en la zona más interna de la Galaxia. Este déficit es significativamente importante en regiones cercanas al plano y no tanto en regiones con latitudes mayores. El déficit de estrellas ha sido observado no sólo en la población vieja, sino que medidas en el infrarrojo medio, un rango dominado por la emisión de la población joven, también reflejan este déficit. Esto supone que se trata de una característica bastante estable del disco, pudiendo estar asociada a la presencia de una barra que esta barriendo el material circundante a la misma.

Finalmente, se ha estudiado la influencia del disco grueso de la Galaxia en la distribución estelar observada mediante un análisis de la variación de la densidad con la altura respecto al plano, obteniéndose que es necesario incluir una segunda ley exponencial para poder reproducir el comportamiento observado en la misma. Esta segunda ley exponencial vendría asociada al disco grueso, con unos parámetros estructurales en concordancia con los obtenidos anteriormente por otros autores.

Códigos UNESCO: 2101.10, 2101.11, 2101.12

Summary

The study of the distribution of star counts in our Galaxy is a powerful tool in analyzing what is the real shape of the Milky Way and its components. The high interstellar extinction in the Galactic plane makes complicated the study of the disc, the more important Galactic component. To do this we need to use longer wavelengths, where the extinction is less important. In this way we can penetrate deep into the plane and reach the more dust-obscured zones of the Galaxy.

In the present work we have studied the stellar content of the Galactic plane by using near infrared data, either by analyzing K-band star counts or directly extracting the densities from the colour-magnitude diagrams with a photometric parallax method that consists of isolating the red clump population from the diagrams. The data used come from the point source detections of 2MASS and DENIS infrared catalogues, and also from a private database undertaken at the Telescopio Carlos Sánchez at the Observatorio del Teide. This public database covers approximately 42 square degrees of the sky in near-plane regions with deeper data than those of 2MASS and DENIS.

Our work allows us to study the structure of the young disc. The outer thin disc density ($6 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$) follows an exponential law with a flare, an increase of the sources scaleheight when the galactocentric distance increases. The Galactic disc is warped with the same amplitude than the gas warp, and the flare makes unnecessary to consider any abrupt cut-off in the stellar distribution of the disc, at least up to $R < 15 \text{ kpc}$.

We also obtain an important deficit of stars respect to the predictions of a pure exponential in the innermost parts of the disc ($2.25 \text{ kpc} < R < 4 \text{ kpc}$). The deficit is important in near-plane regions but no so significant in higher latitude fields. This deficit is observed both in the old population and young population (by using mid-infrared star counts) so it seems a very stable feature of the disc probably related to a bar that is sweeping the stars from its surroundings.

Finally, we have studied the influence of the thick disk in the observed stellar distribution by analyzing how the density varies with the distance above the plane. We obtain that a double exponential is needed to reproduce the observed trend in the density. Structural parameters of this additional component agree with those obtained for the thick disk of the Milky Way in previous works.

UNESCO codes: 2101.10, 2101.11, 2101.12

Índice

1	Introducción	1
2	Cuentas estelares y estructura a gran escala de la Galaxia	3
2.1	El modelo SKY	6
2.1.1	Integración a lo largo de la Galaxia	8
2.1.2	Versiones del modelo	8
2.2	El modelo de Besançon	9
2.2.1	Simulaciones	11
2.3	Estructura a gran escala de la Vía Láctea	13
2.3.1	El bulbo	13
2.3.2	La barra Galáctica	18
2.3.3	Anillo	26
2.3.4	El disco	27
2.3.5	Un posible modelo para la Vía Láctea	29
3	Surveys infrarrojos	33
3.1	IRAS	34
3.2	DIRBE	34
3.3	TMGS	35
3.4	DENIS	36
3.5	2MASS	37
3.6	MSX	39
3.7	ISOGAL	40
3.8	GLIMPSE	41
3.9	Bases de datos para el análisis de la estructura galáctica	43
3.9.1	Correlación entre 2MASS y DENIS	43
3.9.2	Diferencias fotométricas	45
3.9.3	Cuentas estelares con 2MASS y DENIS	48
4	TCS-CAIN: Survey infrarrojo del plano de la Vía Láctea	51
4.1	Origen del survey	51
4.1.1	CAIN: CAmara INfarroja del Telescopio Carlos Sánchez	52
4.2	Desarrollo del survey. Adquisición de los datos	53

4.2.1	El modo <i>long</i>	55
4.2.2	Cámara de campo estrecho, "N"	55
4.2.3	Campañas de observación	57
4.3	Reducción de los datos	58
4.3.1	Darks	59
4.3.2	<i>Flat-fields</i> . Máscara de píxeles malos	59
4.3.3	Procesado de las imágenes	60
4.3.4	Sustracción de cielo. Ruido correlado	60
4.3.5	Extracción de la fotometría	62
4.3.6	Proceso de reducción automática	63
4.3.7	Calibración	65
4.3.8	Errores fotométricos	67
4.4	Astrometría	69
4.4.1	Programa automatizado para la astrometría	70
4.5	Comparativa TCS-CAIN con 2MASS y DENIS	77
4.5.1	Correlación TCS-CAIN y 2MASS	78
4.5.2	Correlación TCS-CAIN y DENIS	83
4.6	El catálogo final TCS-CAIN	84
5	Análisis de los diagramas color-magnitud. El método de las gigantes K	97
5.1	Las gigantes K como indicador de distancia	103
5.2	Extracción de las estrellas del <i>red clump</i>	106
5.3	Cálculo de la densidad	108
5.4	Cálculo de la extinción	109
5.5	Verificación del método	112
5.5.1	Diferencias entre la forma real de la distribución del <i>red clump</i> y una delta de Dirac	112
5.5.2	Contaminación por enanas	113
5.5.3	Efectos de la metalicidad en las estrellas del <i>red clump</i>	115
5.5.4	Selección del intervalo de color para la extracción de las estrellas	115
5.5.5	Simulación de Monte Carlo	118
5.6	Conclusiones	119
6	Disco externo	121
6.1	Estructuras del disco externo	122
6.1.1	Radio de truncamiento del disco	122
6.1.2	El <i>warp</i>	124
6.1.3	<i>El flare</i>	128
6.2	Modelo de disco exponencial	130
6.3	Usando DCM para obtener los parámetros del disco	131
6.3.1	Influencia del disco grueso	135
6.3.2	Radio de truncamiento	136
6.3.3	<i>Flare</i> en el interior de la Galaxia	138
6.4	Cuentas estelares	139
6.4.1	Resultados del ajuste	142

6.4.2	El <i>warp</i>	142
6.4.3	Nuevo ajuste incluyendo el <i>warp</i>	149
6.4.4	Comparación para los resultados del <i>flare</i>	150
6.4.5	Variación de ρ_{\odot} con la magnitud	150
6.4.6	2MASS <i>All Sky Release</i>	151
6.5	Conclusiones	153
7	Disco interno	157
7.1	La estructura del disco interno	157
7.2	Obtención de la densidad a partir de los DCM	159
7.2.1	Densidad a partir de datos del 4° cuadrante	166
7.2.2	Efectos debido a la extinción irregular en la zona central de la Galaxia	167
7.3	Cuentas estelares en el infrarrojo cercano	172
7.3.1	Efecto de la extinción en las cuentas estelares	174
7.4	Cuentas estelares en el infrarrojo medio	175
7.5	Conclusiones	176
8	Disco grueso	179
8.1	Parámetros del disco grueso	179
8.2	Análisis del disco grueso	180
8.3	Distribución vertical de la densidad del disco grueso	181
8.3.1	Efecto de la metalicidad en el <i>red clump</i>	183
8.3.2	Contaminación por enanas	186
8.3.3	Contaminación debida a gigantes	188
8.3.4	Comparación con las predicciones del modelo de disco fino	189
8.4	Distribución vertical de la densidad del disco grueso. Otras latitudes	190
8.5	Análisis de la dependencia radial de la densidad	192
8.6	Escala radial del disco grueso	194
8.7	Cuentas estelares en el infrarrojo cercano	195
8.8	Conclusiones	197
9	Conclusiones y trabajo futuro	199
9.1	Trabajo futuro	201
9.1.1	Función de luminosidad del disco grueso	201
9.1.2	Caracterización de la barra Galáctica	201
9.1.3	Finalización de la base de datos multicolor TCS-CAIN	202
A	Lista de acrónimos	205
B	Publicaciones relacionadas con esta tesis	207

1

Introducción

El estudio de la estructura a gran escala de la Vía Láctea ha estado limitado durante mucho tiempo por el tipo de datos de los que se ha dispuesto en cada momento. El principal factor condicionante en la observación de la distribución de estrellas de nuestra Galaxia es sin duda la extinción interestelar que ocasiona que, en el caso concreto del plano, observar en el óptico nos limite a sólo poder alcanzar distancias de alrededor de 3 kpc desde el Sol con los instrumentos actuales. Esto ha obligado tradicionalmente a trabajar con campos ubicados a altas latitudes en donde la extinción es baja y por tanto las muestras de estrellas sean lo más completas posibles. Como consecuencia, durante años se ha tratado de analizar la forma de nuestra Galaxia mediante estudios que evitaban en lo posible la observación de su componente más masiva, el disco Galáctico. Por poner un símil, se trataba de describir la forma del salón de nuestra casa a través de la observación del techo del mismo, algo que aunque arroje resultados bastante acertados, no deja de ser una aproximación muy fuerte.

En el dominio infrarrojo, estos problemas se pueden minimizar en gran medida, ya que la capacidad de penetración en estas longitudes de onda es mucho mayor que en el visible, por lo que se puede analizar el disco de la Galaxia con medidas obtenidas directamente en el plano de la misma. Considerando el rango del infrarrojo cercano, la emisión en estas longitudes de onda se corresponde en su mayor parte con la emisión debida a gigantes de los tipos espectrales K y M, o sea, es una emisión de origen fundamentalmente estelar, lo que permite que tengamos una idea concreta de la distribución real de estrellas en nuestra Galaxia. Las cuentas estelares juegan un papel importante en este análisis, ya que presentan la gran ventaja de muestrear la función de luminosidad en rangos de magnitudes, algo de lo que son incapaces los mapas de flujo infrarrojo de los que ya se dispone, que sólo proporcionan información bidimensional y que requieren de hipótesis acerca de la emisividad de las poblaciones involucradas que añaden ciertas dosis de incertidumbre a los resultados. Así pues, las cuentas estelares en el infrarrojo cercano permiten analizar la distribución tridimensional (y por tanto real) de estrellas (que son las que emiten en estas longitudes de onda) de la Vía Láctea, con la mayor profundidad posible al estar poco afectados por la extinción interestelar, haciendo factible el poder estudiar las zonas donde la extinción es mayor y que son totalmente inalcanzables para el óptico, como por ejemplo, la zona central y el plano de la Galaxia.

Contamos pues, por un lado, con las bases de datos en el infrarrojo cercano más completas y homogéneas de las que nunca se ha dispuesto gracias a los surveys¹ actuales (2MASS, DENIS, TCS-CAIN, etc.), así como potentes modelos de estructura Galáctica capaces de reproducir las cuentas estelares en casi cualquier dirección de nuestra Galaxia, por lo que podemos profundizar en el conocimiento de la estructura del disco de la Vía Láctea. Este punto será pues el objetivo principal de esta tesis: El estudio concreto del disco Galáctico, así como a las características propias del mismo. Mas concretamente, se tratará de caracterizar la distribución de las fuentes en el disco galáctico interno y externo así como estudiar algunas de sus características estructurales, tales como la posible existencia de truncamiento externo en el disco (Habing 1987; Cohen et al. 2000; Florido et al. 2001), la presencia o no de un agujero en la zona interna del disco de la Galaxia (Baud et al. 1981; Freudenreich 1998; López-Corredoira et al. 2004), el análisis del alabeo del disco causante de importantes asimetrías en la distribución estelar (Djorgovski & Sosin 1989; Freudenreich 1998; Porcel & Battaner 1995; Drimmel & Spergel 2001; López-Corredoira et al. 2002), el reflejo de la componente del disco grueso en las distribuciones estelares observadas (Gilmore & Wyse 1985; Gilmore et al. 1989; Carney et al. 1989; Norris & Green 1989; Norris & Ryan 1991; Cabrera-Lavers et al. 2004), y la variación de la extinción interestelar a lo largo del disco (Drimmel et al. 2003; Picaud et al. 2003)

Para todo ello haremos uso combinado de las cuentas estelares en el infrarrojo cercano y de modelos de distribución de densidad en el disco (López-Corredoira et al. 2002, 2004; Cabrera-Lavers et al. 2004), aunque en cualquier caso será necesario la verificación de lo obtenido con modelos de estructura Galáctica globales, principalmente los modelos SKY y de Besançon. También contaremos con un método semiempírico de determinar la densidad y la extinción a lo largo de una línea de visión dada, basado en el estudio de la población de gigantes del *red clump* del disco. Los resultados obtenidos con este método corroborarán las conclusiones derivadas del análisis de las cuentas estelares y cuando éstas no sean concluyentes aportarán un enfoque diferente que nos permita elaborar alguna hipótesis que justifique el comportamiento observado.

Esta tesis también comprenderá, dentro de lo posible, el estudio de otras componentes galácticas inmersas en el plano Galáctico, como la barra (Hammersley et al. 1994, 2000; Calbet et al. 1996; Garzón et al. 1997; López-Corredoira et al. 1999; López-Corredoira 2001a; Picaud et al. 2003) o los brazos espirales (Hammersley et al. 1994; Vallé 1995; Porcel et al. 1998; Drimmel 2000), aislando dichas componentes en aquellas zonas donde la confusión con las demás sea menor, pudiendo descomponer las cuentas observadas en contribuciones de cada una de las componentes previamente aisladas.

¹A lo largo de toda la tesis, nos referiremos a los cartografiados/mapeos con su denominación inglesa, *survey*, dado que consideramos que ésta no presenta una traducción específica al español.

2

Cuentas estelares y estructura a gran escala de la Galaxia

Desde hace más de 200 años, los astrónomos han empleado las cuentas estelares, es decir, la variación con la posición en el cielo de la distribución estelar en magnitudes aparentes, para inferir el tamaño y la forma de la Vía Láctea. William Herschel fue el primero en realizar un estudio sistemático con el objetivo de cartografiar la distribución espacial de estrellas en el espacio (*star gauging*), suponiendo que todas las estrellas presentaban igual brillo, y realizando el análisis con total desconocimiento del fenómeno de la extinción interestelar. A pesar de ello, estaba claro que la mayoría de las estrellas se distribuían en una estructura espacial achatada. El trabajo de Herschel fue seguido rápidamente por otros, entre los que destacó Jacobus Kapetyn, cuyo trabajo con las placas fotográficas del *Cape Photographic Durchmusterung* indujo a la propuesta de un nuevo modelo Galáctico, prácticamente heliocéntrico, que fijaba una dimensión vertical para la Galaxia de 1.5 kpc respecto a la posición del Sol (Seares et al. 1925). Incluso con la introducción de los efectos de la extinción interestelar, muchos análisis de cuentas estelares (Bok 1931; Seares 1931; van Rhijn 1936; Oort 1938) aún mostraban un máximo para la densidad local en la vecindad solar, siendo a partir de 1950 cuando el mayor énfasis en el estudio de la estructura galáctica se centra en el plano Galáctico (McCuskey 1956), donde esta extinción es mayor.

Tal vez el mayor avance en la interpretación de las cuentas estelares se debe a la separación realizada por Baade (1944) entre estrellas de Población I y de Población II, que llevó a la identificación de las estrellas de alta velocidad y baja metalicidad como representativas de la Población II en nuestra propia Galaxia (Roman 1954), con la consiguiente codificación de las propiedades de esas poblaciones en la Conferencia Vaticana de 1957. Años más tarde, Gilmore & Reid (1983) introducen el concepto de disco grueso, estrellas con una distribución de densidad intermedia entre las del disco y las del halo, postulando que con una segunda exponencial se lograba un mejor ajuste para la distribución de densidad de las estrellas más lejanas en altura sobre el plano. Aún en la actualidad, existe discrepancia entre los que consideran al disco grueso como una población distinta a la del disco delgado (Gilmore & Wyse 1985; Gilmore et al. 1989; Carney et al. 1989) y los que asocian esas estrellas con el

propio disco (Norris & Green 1989; Norris & Ryan 1991).

Con el tiempo, las mejoras instrumentales trajeron consigo un desarrollo en el análisis de las cuentas estelares ya que se empieza a contar con muestras verdaderamente importantes. Aparecen así en escena diferentes surveys galácticos en el visible que suministran datos más precisos (Tyson & Jarvis 1979; Peterson 1979; Chiu 1980), que, como el survey de Basel (Becker 1965; Fenkart 1967, 1968, 1969; Schalterbrand 1974) o el de Kron (1980), por citar algunos casos, produjeron avances interesantes como el descubrimiento del carácter bimodal de la distribución de colores en las estrellas más débiles, que permitió la separación entre las estrellas del disco y del halo (Gilmore 1981).

Al mismo tiempo que se desarrollaban surveys galácticos a gran escala, se mejoraron los modelos galácticos con el objetivo de reproducir la distribución estelar esperada. Estos modelos de estructura Galáctica aparecen como una aproximación simple pero efectiva de las estructuras presentes en la Vía Láctea. Mediante una serie de expresiones, de origen tanto teórico como empírico, así como suponiendo funciones de luminosidad para cada una de las poblaciones, se trata de reproducir la distribución estelar observada a lo largo de cualquier línea de visión. La validez de cualquier modelo es siempre cuestionable, ya que éstos describen una Galaxia suave cuando sin embargo existen inhomogeneidades, principalmente en el disco y el halo. No se persigue, no obstante, hacer un modelo que reproduzca la Galaxia a cualquier escala, sino que más bien se intenta conseguir una herramienta que permita hacer predicciones acerca del contenido estelar en grandes bases de datos, predicciones que podrán ser usadas para descartar la utilidad de esas bases de datos como instrumento para responder una cuestión dada acerca de la evolución y estructura de nuestra Galaxia (Robin et al. 2003). Además, la comparación entre observaciones y modelos permite afinar las prestaciones de estos últimos, con lo que ganan en validez las hipótesis básicas en que las que se soportan los mismos. Los modelos de estructura Galáctica, con el paso del tiempo han ganado en complejidad, y por tanto cada vez consiguen reproducir mejor la distribución estelar observada de la Galaxia.

El análisis de las cuentas estelares se basa en la integración numérica de la ecuación de von Seelinger (1898), conocida generalmente como la ecuación fundamental de la estadística estelar:

$$A(m, S) = \Omega \int_0^\infty r^2 D_S(r) \phi(M, S) dr \quad (2.1)$$

donde $A(m, S)$ es el número de estrellas de un tipo espectral dado con una magnitud aparente m por unidad de ángulo sólido Ω , $\phi(M, S)$ es la función de luminosidad y $D_S(r)$ la ley de densidad relativa.

La técnica clásica empleada en el estudio de las cuentas estelares (Bok 1937; Mihalas & Binney 1981) es la de invertir esta ecuación para obtener la densidad, función de luminosidad y la extinción. Esta ecuación plantea el problema de que la inversión de la misma es un procedimiento matemático inestable, que puede dar lugar a la obtención de resultados poco realistas cuando el número de estrellas es pequeño y la precisión fotométrica no es alta, además de los efectos derivados de la extinción interestelar.

El uso de modelos de estructura galáctica simplifica este hecho, ya que no se invierte la ecuación de la estadística estelar. En lugar de eso, se supone un modelo, se calculan las cuentas esperadas en función de ese modelo y se itera hasta que las predicciones coinciden

con las observaciones dentro de los errores estimados. Esto no conduce a un único modelo válido, ya que siempre es posible añadir pequeñas componentes con propiedades especiales que no cambian la concordancia entre predicciones y observaciones, pero sin embargo, permite determinar relativamente bien algunas características básicas de la Galaxia.

El modelo pionero por antonomasia es sin duda el de Bahcall & Soneira (1980), que produjo en su momento el mejor intento de modelar la distribución estelar observada. Su modelo original consideraba únicamente dos poblaciones: disco y esferoide, con una función exponencial para el disco de la forma:

$$D(h, z) = \rho_0 \exp\left(\frac{-h}{h_0}\right) \exp\left(\frac{-z}{z_0}\right) \quad (2.2)$$

mientras que para el esferoide se empleaba la expresión de un esferoide de de Vaucouleurs, a semejanza de las galaxias elípticas:

$$\rho_s(r) = C \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-0.875} \exp\left[-7.669 \left(\frac{r}{r_e}\right)^{0.25}\right] \quad (2.3)$$

donde h_0 representa la escala radial del disco en el plano Galáctico, z_0 la escala vertical perpendicular al disco y con r_e como radio efectivo para el esferoide.

A la aparición del modelo de Bahcall & Soneira (1980) siguieron otros basados en el rango visible y por lo tanto válidos para regiones de alta latitud galáctica donde la extinción es menor (en el trabajo de Bahcall (1986) podemos encontrar un resumen exhaustivo de este conjunto de estudios). En la actualidad, son numerosos los modelos que han sido creados para reproducir la distribución estelar y luminosidad de la Vía Láctea (por ejemplo, de Vaucouleurs & Pence 1978; Bahcall & Soneira 1980; Caldwell & Ostriker 1981; Wainscoat et al. 1992; Ortiz & Lépine 1993; Robin et al. 2003). Dado que la distribución estelar real de la Galaxia no puede determinarse, en principio, de modo directo, los modelos incorporan componentes que han sido elegidas por tener formas que son representativas de otras galaxias espirales. Los parámetros de estas componentes se derivan generalmente de modo indirecto, como por ejemplo, observaciones realizadas en la vecindad solar y por comparación con las propiedades de galaxias externas.

El infrarrojo cercano es preferible al óptico para las observaciones directas de la estructura Galáctica: la extinción interestelar es ~ 10 veces menor que en el óptico, las longitudes de onda son lo suficientemente cortas para que la emisión térmica debida al polvo sea despreciable y la influencia de la luz Zodiacal sea mínima. La principal fuente de emisión en estas longitudes de onda se debe a las gigantes viejas del disco, fundamentalmente gigantes de los tipos K y M, con una pequeña contribución, al menos localmente, de supergigantes M (Jones et al. 1981; Ishida & Mikami 1982). La extinción debida al polvo, aunque baja, no es despreciable, por lo que cualquier modelo que trate de reproducir la distribución estelar observada en este rango debe incorporar también un modelo adecuado para la distribución de polvo. Por tanto, las cuentas estelares en este rango pueden ser obtenidas a mayores distancias y están menos afectadas por el polvo interestelar, luego representan de una manera más fiel la verdadera distribución estelar.

En la actualidad, dos de los modelos más completos de los que se dispone son, respectivamente, el modelo SKY (Wainscoat et al. 1992), y el modelo de Besançon (Robin &

Crézé 1986; Bienaymé et al. 1987; Robin et al. 2003, 2004). Ambos trabajan en el rango infrarrojo, y han sido utilizados en diferentes apartados de esta tesis, por lo que se hace necesaria una breve descripción de su funcionamiento.

2.1 El modelo SKY

El modelo SKY (Wainscoat et al. 1992) es un modelo detallado de la distribución de fuentes puntuales en el infrarrojo, diseñado en sus orígenes para reproducir las observaciones obtenidas con el satélite IRAS, de modo que este modelo puede operar produciendo cuentas estelares en cualquier banda situada en el rango del espectrógrafo de baja resolución de dicho satélite ($7.7 \mu\text{m} - 22.7 \mu\text{m}$), así como también en las bandas de $12 \mu\text{m}$ y $24 \mu\text{m}$. El modelo incorpora cinco componentes galácticas: bulbo, halo, disco, brazos espirales (que incluyen la contribución debida al brazo local), anillo molecular y cinturón de Gould, introducido con posterioridad en una de las mejoras del modelo (Cohen et al. 1994).

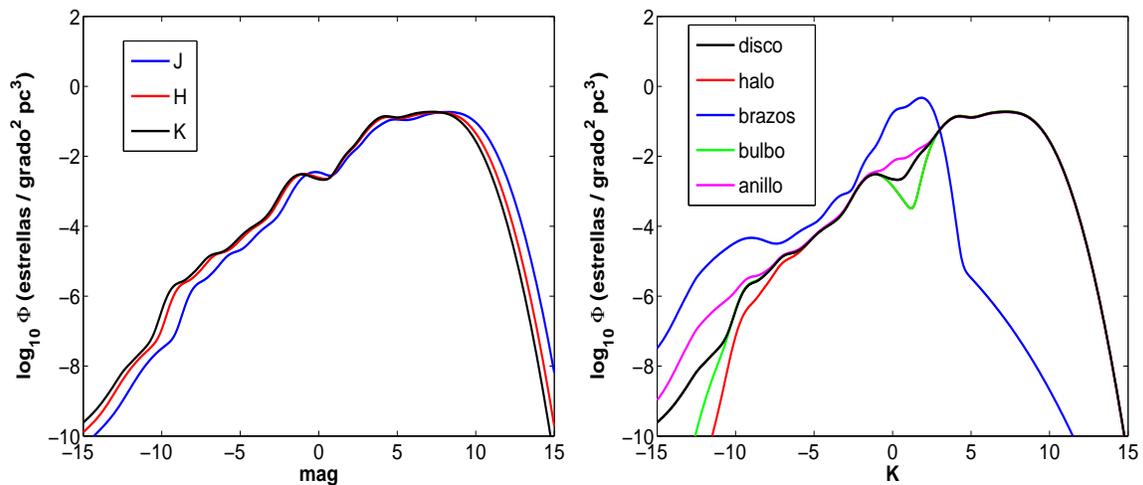


Figura 2.1: Funciones de luminosidad empleadas por el modelo SKY. A la izquierda se muestra las funciones de luminosidad para el disco en los filtros J , H y K , mientras que a la derecha se muestra las funciones de luminosidad en la banda K para las diferentes componentes galácticas consideradas en el modelo.

La originalidad de SKY radica en que representa la Galaxia por medio de una tabla de fuentes, en lugar de emplear una función de luminosidad. El modelo considera 87 tipos diferentes de fuentes (derivadas por Walker et al. (1987) tras un exhaustivo análisis de los resultados de IRAS), cada una de ellas caracterizada completamente por sus escalas geométricas, densidades espaciales, y magnitudes absolutas en $BVJHK$, $12 \mu\text{m}$ y $24 \mu\text{m}$ (Wainscoat et al. 1992, Tabla 2). Estos tipos incluyen 33 tipos estelares normales, -básicamente los mismos considerados previamente por Jones et al. (1981)-, 42 tipos de estrellas AGB, tanto de carbono como de oxígeno, seis tipos diferentes caracterizados por su alta luminosidad en el infrarrojo medio, y finalmente seis tipos exóticos, que incluyen estrellas T Tauri, regiones HII, y nebulosas tanto planetarias como de reflexión. Cada clase estelar (o no estelar) se representa por sus magnitudes absolutas en una serie de bandas de interés (M_λ), su dispersión en la magnitud absoluta (se considera para cada tipo una

distribución gaussiana con una dispersión σ , de la forma de la ec.(2.4)), su densidad en la vecindad solar para el disco, su escala de altura, y una serie de factores de normalización que dan cuenta de la frecuencia relativa de cada fuente en cada una de las componentes Galácticas, de forma que algunas fuentes estarán ausentes en alguna componente geométrica específica (por ejemplo, los brazos espirales y el anillo serán ricos en estrellas muy masivas mientras que el halo será deficitario en ellas). La descripción de la normalización de cada componente se presenta en la última columna de la Tabla 2.1.

$$\Phi(M) \propto \exp\left(\frac{-(M - M_\lambda)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.4)$$

El modelo opera en coordenadas cilíndricas (R, θ, z) , considerando $R_\odot=8.5$ kpc, y donde cada componente está descrita geométrica y físicamente mediante una serie de expresiones derivadas de otros trabajos, principalmente del modelo de Bahcall & Soneira (1980), con una exhaustiva revisión de los mejores parámetros estructurales correspondientes a cada una de ellas. Las expresiones y parámetros estructurales empleados por la versión original del modelo están descritos en la Tabla 2.1. Con posterioridad, los parámetros relativos al brazo local fueron modificados con la prolongación del mismo hacia el centro de la Galaxia, con valores de R_{min} y θ_{min} fijos y con un ancho algo menor que lo considerado originalmente para los brazos espirales mayores (300 pc). El cinturón de Gould se modela como una distribución proporcional a la población local del disco (de modo que la densidad en el cinturón de Gould sea 9 veces mayor que la del disco a lo largo del mismo volumen), concentrada en el tercer cuadrante de la Galaxia ($191^\circ < l < 252^\circ$, $-65^\circ < b < -12^\circ$), truncada a 800 pc del Sol, y con una población compuesta únicamente los tipos de estrellas OB más calientes que incluye el modelo. Ambas modificaciones (brazo local y cinturón de Gould) se introdujeron en versiones posteriores del modelo (Cohen 1994, 1995).

Tabla 2.1: Leyes de densidad empleadas en el modelo SKY

	ley de densidad	normalización
Disco	$\rho(R, S, z) = \rho_D(S) \exp\left(\frac{-(R-R_\odot)}{h}\right) \exp\left(\frac{- z }{h_z(S)}\right)$ para $R \leq R_{max}$ $h=3.5$ kpc ; $R_{max}=15$ kpc	$\rho_D(S) = \rho_0(S) f_D(S)$
Bulbo	$\rho(x, S) = \rho_B(S) x^{-1.8} e^{-x^3}$; $x = \frac{\sqrt{R^2 + k^2 z^2}}{R_c}$ $k=1.6$; $R_c=2$ kpc	$\rho_B(S) = 3.6 \rho_0(S) f_B(S)$
Halo estelar	$\log_{10} \frac{I(\alpha)}{I(1)} = -3.3307(\alpha^{1/4} - 1)$; $\alpha = \frac{\sqrt{R^2 + k_e^2 z^2}}{R_e}$ $k_e=1.25$; $R_e=2.83$ kpc	$\rho_S(S) = 0.002 \rho_0(S) f_S(S)$
Brazos espirales	$\theta(R) = \alpha \log\left(\frac{R}{R_{min}}\right) + \theta_{min}$ Cuatro brazos espirales más el brazo local, con R_{min} y θ_{min} tabulados. Misma distribución de densidad que el disco, pero con un ancho de 750 pc en R centrados en las posiciones definidas por $\theta(R)$	$\rho_A(S) = 5 \rho_0(S) f_A(S)$
Anillo molecular	$\rho(R, S) = \rho_r(S) \exp\left(\frac{-(R-R_r)^2}{2\sigma_r^2}\right)$ $R_r=0.45 R_\odot$; $\sigma_r = 0.064 R_\odot$	$\rho_r(S) = 25 \rho_0(S) f_r(S)$

En cuanto a la extinción interestelar, se considera concentrada en el disco Galáctico y

se modela como una doble exponencial, similar en forma a la distribución estelar del disco (ver Tabla 2.1). De este modo, la absorción en un intervalo $(D, D + \delta D)$ a lo largo de la línea de visión se representa por:

$$\delta A_\lambda(R, z) = A_{\lambda 0} \exp\left(\frac{-(R - R_\odot)}{h_d}\right) \exp\left(\frac{-|z|}{h_{z_d}}\right) \delta D \quad (2.5)$$

considerando $A_{V0}=0.62 \text{ mag kpc}^{-1}$, $h_d=3.5 \text{ kpc}$, y $h_{z_d}=100 \text{ pc}$.

2.1.1 Integración a lo largo de la Galaxia

La forma de operar del modelo es la de producir cuentas estelares en cualquier dirección dada, definida a partir de sus coordenadas galácticas (l, b) . Se integra a lo largo de cada línea de visión considerando que ésta subtiende un ángulo sólido de 1 grado^2 . Este cono se va extendiendo en elementos de volumen, y la contribución de cada clase de fuente es calculada para esa posición y volumen. Todas las fuentes se consideran localizadas en el punto medio del elemento de volumen y finalmente, la extinción hasta ese punto medio se calcula mediante la ec. (2.5), obteniéndose las magnitudes para cada una de las fuentes. La integración se ejecuta usando diferentes pasos en D que dependen del rango de distancias al Sol en las que nos movemos, y que han sido elegidos de modo que la aproximación de considerar que todas las fuentes estén situadas en el punto medio del intervalo no produzca errores relevantes. La integración continúa hasta alcanzar una distancia máxima, D_{max} , considerada bien como $D_{max}=25 \text{ kpc}$, o como la distancia para la cual las fuentes más brillantes no alcanzan la magnitud límite hasta la que se obtienen las cuentas.

2.1.2 Versiones del modelo

El modelo original ha sufrido diferentes mejoras, hasta contar en la actualidad con la versión número 12 del mismo (Cohen 1994, 1995; Cohen et al. 1994). Estas mejoras han supuesto, por orden cronológico: la ampliación del rango de aplicación del modelo al intervalo $2\text{-}35 \mu\text{m}$, y el uso de nuevos valores para las magnitudes absolutas en $BVJHK$ derivadas de la validación de las magnitudes absolutas en K con una nueva y completa librería espectral (Cohen 1993); la inclusión del cinturón de Gould y la extensión del modelo al ultravioleta lejano (con lo que la versión actual del modelo opera entre $0.12 - 35 \mu\text{m}$) (Cohen 1994); y finalmente, la inclusión de la posición del Sol ligeramente sobre el plano, a una distancia de $z_\odot=15.0\pm 0.5 \text{ pc}$ y una nueva estimación de la contribución relativa del halo respecto al disco (Cohen 1995).

Inicialmente, SKY reprodujo con gran precisión las cuentas estelares obtenidas con IRAS (Moshir et al. 1989; Kleinmann et al. 1986; Hacking & Houck 1987), también las cuentas en $2.2 \mu\text{m}$ tanto del trabajo de Eaton et al. (1984) como de Hammersley et al. (1999), cuentas obtenidas con DENIS (Ruphy et al. 1997), e incluso las cuentas en la banda V en el polo Norte Galáctico del trabajo de Bahcall & Soneira (1984). Con las mejoras posteriores, el modelo consiguió ajustar las cuentas en el ultravioleta lejano obtenidas a partir de la base de datos del *Far-Ultraviolet Space Telescope* (FAUST) (Cohen et al. 1994). Hoy en día la versatilidad del modelo le ha hecho ser de gran utilidad en numerosos trabajos, por su capacidad no sólo de predecir la distribución de cuentas estelares sino también de predecir

la emisión estelar no resuelta en cualquiera de las longitudes de onda en las que el trabaja el modelo (Sodroski et al. 1997; Arendt 1997; Arendt et al. 1998; por citar algunos ejemplos).

2.2 El modelo de Besançon

El modelo de síntesis de poblaciones estelares de Besançon (*Besançon model of stellar population synthesis*), también conocido simplemente como Modelo de Besançon, realiza una descripción global 3D de la estructura y evolución de la Vía Láctea, incluyendo en el mismo seis poblaciones estelares diferentes: disco fino (que incluye el efecto del *warp* y del *flare*), disco grueso, esferoide, bulbo, halo de materia oscura y materia interestelar¹.

Su originalidad, y lo que lo hace tan interesante, es su intento de autoconsistencia dinámica. El potencial Galáctico se calcula de modo autoconsistente, de acuerdo con las observaciones de Hipparcos y la curva de rotación Galáctica observada. De este modo, la ecuación de Boltzmann restringe la escala de altura de cada una de las poblaciones, que se modelan como isotermas mediante su dispersión de velocidades y el potencial Galáctico.

El modelo de Besançon utiliza un planteamiento semi-empírico: se usan tanto conceptos teóricos (evolución estelar, evolución Galáctica, dinámica Galáctica) como restricciones empíricas. Las ecuaciones de Boltzmann y Poisson permiten restringir las escalas de alturas a través del potencial Galáctico. Se construyen catálogos de estrellas con observables (magnitudes aparentes, colores, movimientos propios, velocidades radiales), que serán comparables de modo directo con los datos. La extinción interestelar, errores fotométricos y ruido poissoniano se añaden de modo que las simulaciones se asemejen lo más posible a las observaciones.

El esquema principal del modelo consiste en reproducir el contenido estelar de la Galaxia usando algunas suposiciones físicas en un escenario que tiene en cuenta la formación y evolución estelar. Se consideran cuatro poblaciones principales: un disco fino, un disco grueso, un halo estelar (o esferoide), y el bulbo externo (el bulbo interno, para latitudes y longitudes menores de 1° , se excluye del modelo por no estar todavía bien descrito observacionalmente). Las enanas blancas (WD) se consideran de modo separado en cada población, y finalmente, se asume un modelo de extinción en donde ésta se modela como una doble exponencial, o una ley de Einasto (1979), lo cual da una idea de la extinción promedio. La extinción se transforma a las diferentes bandas usando la ley de extinción de Mathis (1990), considerando $R_V = A_V / E(B - V) = 3.1$.

En el caso del disco fino, el más interesante para lo que se discute en esta tesis, el modelo de Besançon emplea una densidad modelada por una ley de Einasto (1979). El disco fino se divide en 7 componentes de distinta edad, cada una de ellas descrita por elipsoides axisimétricos. La primera de ellas (0-0.15 Ga) constituye el llamado *disco joven* y las otras 6 constituyen el *disco viejo*. La ley de densidad de cada elipsoide del disco viejo es el resultado de la sustracción de dos exponenciales modificadas, donde la segunda representa un agujero central. Los valores de la elipticidad de cada uno de los elipsoides considerados se enumeran en la Tabla 2.2, y la ley de densidad del disco se encuentra en la Tabla 2.3. En el disco externo, se incluyen los efectos del *flare* y el *warp*. El primero

¹El Modelo de Besançon es el resultado de muchos años de trabajo llevado a cabo por el grupo de estructura Galáctica del Observatoire du Besançon, liderado por la Dra. Annie Robin. Para una descripción completa y detallada del modelo, recomendamos su trabajo Robin et al. (2003).

descrito del mismo modo que en Gyuk et al. (1999), donde la escala de altura aumenta linealmente con un factor k_{flare} , a partir de un radio $R_{flare}=9.5$ kpc (valor promedio del trabajo de Dériere 2001):

$$k_{flare} = 1 + \gamma_{flare}(R - R_{flare}) \quad (2.6)$$

Para el *warp*, éste se modela siguiendo la descripción de Porcel et al. (1997), con un aumento lineal de la amplitud a partir de un radio $R_{warp}=8.4$ kpc (Dériere 2001; Dériere & Robin 2001):

$$z_c = \gamma_{warp}(R - R_{warp}) \quad (2.7)$$

Para las amplitudes, tanto del *warp* como del *flare*, se consideran valores muy similares a los del trabajo de Gyuk et al. (1999) ($\gamma_{flare}=5.4 \times 10^{-4} \text{kpc}^{-1}$; $\gamma_{warp} = 0.18 \text{ pc kpc}^{-1}$).

En la Tabla 2.2 se encuentran las principales características de las poblaciones consideradas en el modelo, obtenidas mediante el análisis de los resultados de Hipparcos y restricciones empíricas obtenidas empleando diferentes bases de datos. Estas propiedades son, a saber: edad, metalicidad (valor promedio y dispersión entorno a la media), gradiente radial de metalicidad, función inicial de masas (FIM), tasa de formación estelar (TFE), densidad local, dispersión de velocidades σ_W usadas para la autoconsistencia dinámica y finalmente, las razones axiales, ϵ , obtenidas de este proceso. La densidad local para las enanas blancas se calcula suponiendo una masa de $0.6M_{\odot}$ para una enana blanca².

Tabla 2.2: Características de las principales poblaciones del modelo de Besançon

	Edad (Ga)	[Fe/H] (dex)	$\frac{d[Fe/H]}{dR}$ (dex kpc ⁻¹)	FIM	TFE	ρ_0 ($M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$)	σ_W (km s ⁻¹)	ϵ
Disco fino	0-0.15 0.15-1	0.01±0.12 0.03±0.12				4.0×10^{-3} 7.9×10^{-3}	6 8	0.0140 0.0268
	1-2	0.03±0.10		$dn/dm \propto m^{-\alpha}$		6.2×10^{-3}	10	0.0375
	2-3	0.01±0.11	-0.07	$\alpha=1.6$, para $m < M_{\odot}$	cte	4.0×10^{-3}	13.2	0.0551
	3-5	-0.07±0.18		$\alpha=3.0$, para $m > M_{\odot}$		5.8×10^{-3}	15.8	0.0696
	5-7	-0.14±0.17				4.9×10^{-3}	17.4	0.0785
	7-10	-0.37±0.20				6.6×10^{-3}	17.5	0.0791
	WD					3.96×10^{-3}		
Disco grueso	11 WD	-0.78±0.30	0.00	$dn/dm \propto m^{-0.5}$	un brote	1.34×10^{-3} 3.04×10^{-4}		
Esferoide	14	-1.78±0.50	0.00	$dn/dm \propto m^{-0.5}$	un brote	9.32×10^{-6}		0.76
Bulbo	10	0.00±0.40	0.00	$dn/dm \propto m^{-0.5}$ para $m > M_{\odot}$	un brote			
Materia oscura						9.9×10^{-3}		1
Medio interestelar						2.1×10^{-2}		

Cada población se modela de modo separado, partiendo de un conjunto de trazas evolutivas, suposiciones acerca de las distribuciones de densidad, restringidas tanto por consideraciones dinámicas como por los datos empíricos, y dirigidas por un escenario de formación y evolución. Las leyes de densidad y los parámetros asociados a cada componente estelar se encuentran en la Tabla 2.3 (Tabla 3 de Robin et al. 2003).

²La Tabla 2.2 es un compendio de las Tablas 1 y 2 del trabajo de Robin et al. (2003).

El modelo de evolución no tiene en cuenta la evolución en las diferentes órbitas, por lo que las estrellas se van redistribuyendo a lo largo del eje z de acuerdo con la relación edad-anchura deducida de la ecuación de Boltzmann. Se asume que el potencial Galáctico es la suma de las diferentes poblaciones consideradas en el modelo, más la contribución de la materia interestelar y el halo de materia oscura. Se calcula así el potencial mediante la ecuación de Poisson, y usando la ec. (2.8) se obtiene la escala en altura de la población, mientras que la curva de rotación restringe la forma y densidad local del halo de materia oscura (Bienaymé et al. 1987).

$$\frac{\rho(z)}{\rho(0)} = \exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{\sigma_W^2}\right) \quad (2.8)$$

Tabla 2.3: Leyes de densidad empleadas en el modelo de Besançon. $a^2 = R^2 + \frac{z^2}{\epsilon^2}$, donde R es la distancia galactocéntrica, z la altura sobre el plano y ϵ es la razón axial de la componente considerada (cuyos valores se enumeran en la Tabla 2.2). La ley de densidad del disco no incluye ni el *flare* ni el *warp*

ley de densidad		
Disco	$\rho_0/d_0 \times [\exp(-(a/h_{R+})^2) - \exp(-(a/h_{R-})^2)]$ con $h_{R+}=5000$ pc, $h_{R-}=3000$ pc	si $t \leq 0.15$ Ga
	$\rho_0/d_0 \times [\exp(-0.5^2 + a^2/h_{R+}^2)^{1/2} - \exp(-0.5^2 + a^2/h_{R-}^2)^{1/2}]$ con $h_{R+}=2530$ pc, $h_{R-}=1320$ pc	si $t > 0.15$ Ga
Disco grueso	$\rho_0/d_0 \times \exp\left(-\frac{R-R_\odot}{h_R}\right) \times \left(1 - \frac{1/h_z}{x_l \times (2+x_l/h_z)} \times z^2\right)$ $\rho_0/d_0 \times \exp\left(-\frac{R-R_\odot}{h_R}\right) \times \frac{\exp(x_l/h_z)}{1+x_l/2h_z} \exp\left(-\frac{ z }{h_z}\right)$ con $h_R=2500$ pc, $h_z=800$ pc	si $ z \leq x_l$, $x_l = 400$ pc si $ z > x_l$
Esferoide	$\rho_0/d_0 \times \left(\frac{a_c}{R_\odot}\right)^{-2.44}$ $\rho_0/d_0 \times \left(\frac{a}{R_\odot}\right)^{-2.44}$	si $a \leq a_c$, $a_c=500$ pc si $a > a_c$
Bulbo	$N \times \exp(-0.5 \times r_s^2)$ $N \times \exp(-0.5 \times r_s^2) \times \exp\left(-0.5 \times \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}-R_c}{0.5}\right)^2\right)$ con $r_s^2 = \sqrt{\left[\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^4}$	$\sqrt{x^2+y^2} < R_c$ $\sqrt{x^2+y^2} > R_c$
Medio interestelar	$\rho_0 \times \exp\left(-\frac{R-R_\odot}{h_R}\right) \times \exp\left(-\frac{ z }{h_z}\right)$ con $h_R=4500$ pc, $h_z=140$ pc	
Halo de materia oscura	$\frac{\rho_c}{1+(a/R_c)^2}$ con $R_c=2697$ pc, $\rho_c=0.1079$	

2.2.1 Simulaciones

Con las poblaciones descritas anteriormente, el modelo calcula el número de estrellas de una edad, tipo espectral, temperatura, y magnitud absoluta dadas, en cualquier lugar de la Galaxia³. A partir de las densidades esperadas para un tipo dado de estrellas, se generan una

³El modelo considera una distancia $R_\odot=8.5$ kpc y $z_\odot=15$ pc (Hammersley et al. 1995; Cohen 1995; Freudenreich 1998).

serie de simulaciones de Monte Carlo para generar una muestra de estrellas cuya cantidad sea compatible con las esperadas y que incluyen el ruido poissoniano. Mediante la generación de una serie de catálogos bajo las mismas condiciones teóricas, se obtienen las variaciones en el número de estrellas compatibles con la estadística poissoniana.

Para cada estrella se calcula las magnitudes aparentes y los colores para un conjunto fijo de filtros empleando modelos apropiados de atmósferas estelares, enrojecidos según la extinción que interviene a lo largo de la línea de visión. Actualmente, las bandas fotométricas que proporciona el modelo son las del sistema Johnson-Cousin (*UBVRIJHKL*) y la magnitud G de GAIA. También se están probando a fecha de hoy las predicciones para 7 y 15 μm , así como adaptar el modelo al sistema fotométrico Sloan. Los errores fotométricos se introducen posteriormente de modo independiente, como una función únicamente de la magnitud de la estrella⁴.

La astrometría y las velocidades radiales se calculan usando los parámetros cinemáticos que incluyen las dispersiones de velocidad de cada población, sus gradientes respectivos y el desplazamiento asimétrico de cada población en la vecindad solar (Tabla 4 de Robin et al. 2003). Los errores de la astrometría se incluyen de forma independiente, -de igual modo que los errores fotométricos-, como una función de la magnitud.

La salida final consiste en un catálogo (o una estadística si se prefiere) de la distribución estelar esperada en cualquier dirección. Los parámetros de salida para cada estrella simulada incluyen parámetros intrínsecos (magnitud absoluta, temperatura efectiva, gravedad, edad, metalicidad [Fe/H], velocidades sin errores: U,V,W), así como características observacionales (magnitud aparente, colores, movimientos propios, velocidades radiales, paralajes), que son obtenidas a partir de los parámetros teóricos mediante el uso de modelos de atmósferas estelares corregidos para ajustar los datos empíricos (Lejeune et al. 1997, 1998); además de la distancia al Sol y la extinción interestelar.

El modelo es capaz de producir cuentas estelares en casi cualquier dirección, descartando el bulbo interno. Hasta la fecha, tanto en versiones anteriores como en la actual del modelo, éste ha sido empleado en diferentes trabajos:

- Predicciones de cuentas estelares en diferentes bandas fotométricas: Goldman et al. (2002), Ojha (2001), Robin et al. (2000), Reylé & Robin (2001) y Castellani (2001) en el visible; Krause (2003) en la banda I; Ruphy et al. (1996), Persi et al. (1999, 2001) y Reylé & Robin (2001) en el infarrojo cercano; e incluso predicciones en rayos X (Guillout et al. 1996).
- Predicciones cinemáticas y comparaciones con los datos observados (Bienaymé et al. 1992; Ojha et al. 1999; Rapaport et al. 2001; y otros), así como simulaciones de movimientos propios en muestras seleccionadas para corregir selecciones sesgadas cinemáticamente (Reylé et al. 2001).
- Determinaciones de la extinción en el plano de la Galaxia (Zagury et al. 1999). El modelo permite mapear la extinción a medida que esta se va modificando en las simulaciones hasta reproducir las cuentas observadas.

⁴Se emplea indistintamente una ley exponencial o un polinomio de orden 3.

- Estimaciones de la contaminación debida a estrellas de la Galaxia ubicadas frente a cúmulos, nubes moleculares, galaxias cercanas, etc.. (por ejemplo, Pierre 1987; Deeg et al. 1998; Rejkuba et al. 2001, 2002).

En resumen, el modelo está bien construido para reproducir las cuentas estelares en un amplio rango de magnitudes y bandas fotométricas, así como para proporcionar información sobre magnitudes intrínsecas de las muestras de estrellas simuladas. Tal vez, el único punto débil del modelo se encuentra en la modelización de la extinción, ya que no se tiene en cuenta las inhomogeneidades debidas a fluctuaciones interestelares en el plano de la Galaxia, proporcionando valores únicamente para la extinción promedio en cada dirección. El modelo está en la actualidad mejorando en esta línea, y es el siguiente objetivo del grupo de estructura galáctica de Besançon el trabajar en un modelo tridimensional de extinción galáctica, similar al propuesto por Drimmel & Spergel (2001). La versión actual del modelo está disponible en <http://www.obs-besancon.fr/modele/model2003.html>.

2.3 Estructura a gran escala de la Vía Láctea

Desde 1988 el grupo de estructura Galáctica del IAC, liderado por el Dr. Francisco Garzón, lleva empleado mucho tiempo y esfuerzo en el estudio de las diferentes componentes estructurales de la Vía Láctea, concentrándose principalmente en el rango infrarrojo del espectro, que como hemos visto permite un mejor estudio de la distribución real de estrellas en la Galaxia. Primero con el desarrollo del *Two Micron Galactic Survey* (TMGS) (Garzón et al. 1993) y luego con el survey TCS-CAIN que se describe con detalle en el capítulo 4 de esta tesis, muchos han sido los datos recopilados y analizados con el fin de indagar lo más posible en la verdadera distribución de fuentes de nuestra Galaxia.

En esta sección de la tesis se realizará un breve sumario de los diferentes trabajos que el grupo ha llevado a cabo en el campo de la estructura a gran escala de la Galaxia y de los principales resultados obtenidos. Aunque no profundizará del todo en cada uno de ellos, es importante tener una idea global de lo que sabemos de las distintas estructuras de nuestra Galaxia a la hora de ubicar el trabajo desarrollado en esta tesis, centrado en el estudio del disco Galáctico.

2.3.1 El bulbo

El estudio de la componente central de nuestra Galaxia, el bulbo, constituyó el contenido de la tesis desarrollada por el Dr. Martín López Corredoira (1999), y sus principales conclusiones se pueden encontrar recopiladas en una serie de artículos elaborados al respecto. En López-Corredoira et al. (2000) se presentó un método basado en un algoritmo bayesiano de Lucy (Lucy 1974) para invertir la ecuación de la estadística estelar para el bulbo Galáctico. El método fue aplicado a las cuentas estelares en la banda K obtenidas con el TMGS en un conjunto de regiones situadas fuera del plano Galáctico ($2^\circ < |b| < 10^\circ, |l| \leq 15^\circ$). El método en sí consiste en una doble inversión Bayesiana que permite determinar tanto la función de luminosidad y la distribución de densidad del bulbo de modo simultáneo, una vez que la contribución del disco a las cuentas totales ha sido sustraída, para lo cual se emplearon las predicciones del modelo SKY (Wainscoat et al. 1992), debido a que este modelo producía un buen ajuste a las cuentas del TMGS en la región donde el disco domina las

mismas (Hammersley et al. 1999). La función de luminosidad obtenida de este modo para el bulbo se muestra en la Figura 2.2⁵.

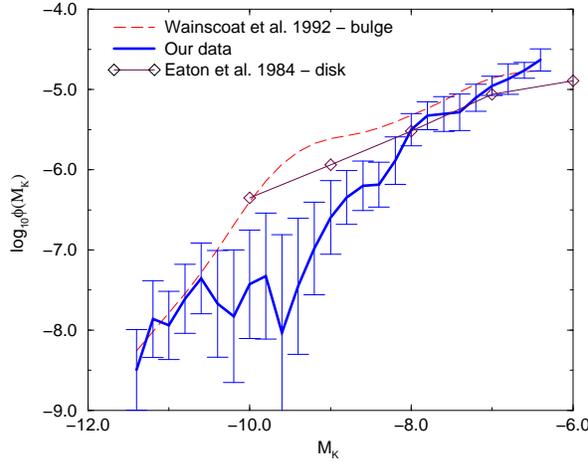
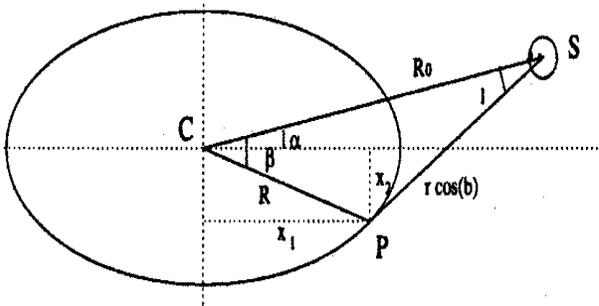


Figura 2.2: Función de luminosidad en la banda K para el bulbo (en azul). Como comparación se muestran también las funciones de luminosidad de Wainscoat et al. (1992) para el bulbo y de Eaton et al. (1984) para el disco (López-Corredoira et al. 2000, Figura 7).

La densidad a lo largo de la línea de visión también se obtiene con este método. Los resultados para $D(r, l, b)$ muestran claramente que se trata de un bulbo no axisimétrico, por tanto es un bulbo triaxial. Ajustando elipsoides a la densidad obtenida, con dos ejes en el plano y otro perpendicular a éstos, se obtienen los parámetros estructurales del bulbo, definiendo la distancia a lo largo del eje mayor para distintos elipsoides de isodensidad como:

$$t = \sqrt{x_1^2 + K_2^2 x_2^2 + K_z^2 z^2} \quad (2.9)$$

siendo t/K_z la distancia a lo largo del eje menor, ya que geoméricamente tenemos que:



$$x_1 = R \cos(\beta - \alpha) \quad (2.10)$$

$$x_2 = R \sin(\beta - \alpha) \quad (2.11)$$

$$R = \sqrt{(r \cos b)^2 + R_0^2 - 2rR_0 \cos b \cos l} \quad (2.12)$$

$$z = r \sin b \quad (2.13)$$

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{r \cos b \sin l}{R} \right) \quad (2.14)$$

Figura 2.3: Corte de un bulbo elipsoidal en el plano Galáctico. C es el Centro Galáctico, P es un punto dado sobre el elipsoide y S marca la posición del Sol (López-Corredoira et al. 2000, Figura 12).

⁵En realidad, el método desarrollado permite obtener directamente, y sin suposiciones previas, tanto la función de luminosidad como la función de densidad de una componente estructural aislada.

Con esto, los cuatro parámetros obtenidos para el bulbo son:

$$\begin{aligned} R_0 &= 7860 \pm 90 \text{ pc} \\ K_2 &= 1.87 \pm 0.18 \\ K_z &= 3.0 \pm 0.9 \\ \alpha &= 12^\circ \pm 6^\circ \end{aligned}$$

lo que supone unas razones axiales para el bulbo de 1:0.54:0.33, compatibles con un único elipsoide axisimétrico de razón axial 1:0.57. Para la densidad, el mejor ajuste se obtiene para:

$$D(t) = 1.17 \left(\frac{t}{2180 \text{ pc}} \right)^{-1.8} \exp \left(\frac{-t}{2180 \text{ pc}} \right)^{1.8} \quad (2.15)$$

con $D(t)$ en unidades de estrellas pc^{-3} . Esto da una idea de la caída de la densidad entre 1.3 y 3 kpc del Centro Galáctico en la dirección paralela al eje mayor, o entre 0.4 y 1.0 kpc en la dirección perpendicular al plano. Esto supone una densidad que cae abruptamente con la distancia al centro de la Galaxia, la ley de potencias necesita ser multiplicada por una exponencial para dar cuenta de la rápida caída en la densidad.

El análisis de la función de luminosidad y de la densidad estelar del bulbo se amplió al rango del infrarrojo medio en López-Corredoira et al. (2001b) mediante el uso de cuentas estelares de MSX. En este trabajo, el disco no fue abstraído de las cuentas totales mediante el uso de un modelo Galáctico sino que la contribución del disco fue obtenida extrapolando las cuentas de las regiones externas ($30^\circ - |b| < |l| < 90^\circ$, $2^\circ < |b| < 5^\circ$), donde el disco es la única componente a lo largo de la línea de visión. La función de luminosidad pudo ser así obtenida en las cuatro bandas de MSX (A=8.28 μm , C=12.13 μm , D=14.65 μm , y E=21.33 μm) en la región $|l| < (12^\circ - |b|)$, $2^\circ < |b| < 5^\circ$, con un total de aproximadamente 102 grados² (Figura 2.4).

La distribución de densidad fue ajustada posteriormente por medio de elipsoides tri-axiales con razones axiales de 1:0.36:0.23, con un centro a 8000 pc del Sol, el eje menor perpendicular al plano y el eje mayor en el plano apuntando prácticamente en la dirección del Sol, con un ángulo de inclinación de 4° hacia el primer cuadrante de la Galaxia, con una densidad de estrellas que sigue la ley:

$$D(t) = K \left(\frac{t}{3800 \text{ pc}} \right)^{-0.9} \exp \left(\frac{-t}{3800 \text{ pc}} \right)^{5.7} \quad (2.16)$$

con t , -definido por la ec.(2.9)-, entre 1500 y 4000 pc, siendo $K_y=2.8$, $K_z=4.4$ las dos razones axiales y K una constante desconocida.

Comparando con el la última versión del modelo SKY (Cohen 1994, 1995), cuanto mayor es la longitud de onda del filtro, más suave es la pendiente de la función de luminosidad de MSX respecto a las del modelo SKY, donde la pendiente puede expresarse como:

$$\phi_\lambda(M_\lambda) \simeq C_\lambda \times 10^{s_\lambda M_\lambda} \quad (2.17)$$

Dado que las estrellas del bulbo que contribuyen a las cuentas son básicamente estrellas AGB, las estrellas más enrojecidas son aquellas oscurecidas por las envolturas de polvo más gruesas, mientras que aquellas cercanas al límite más débil del rango adoptado de

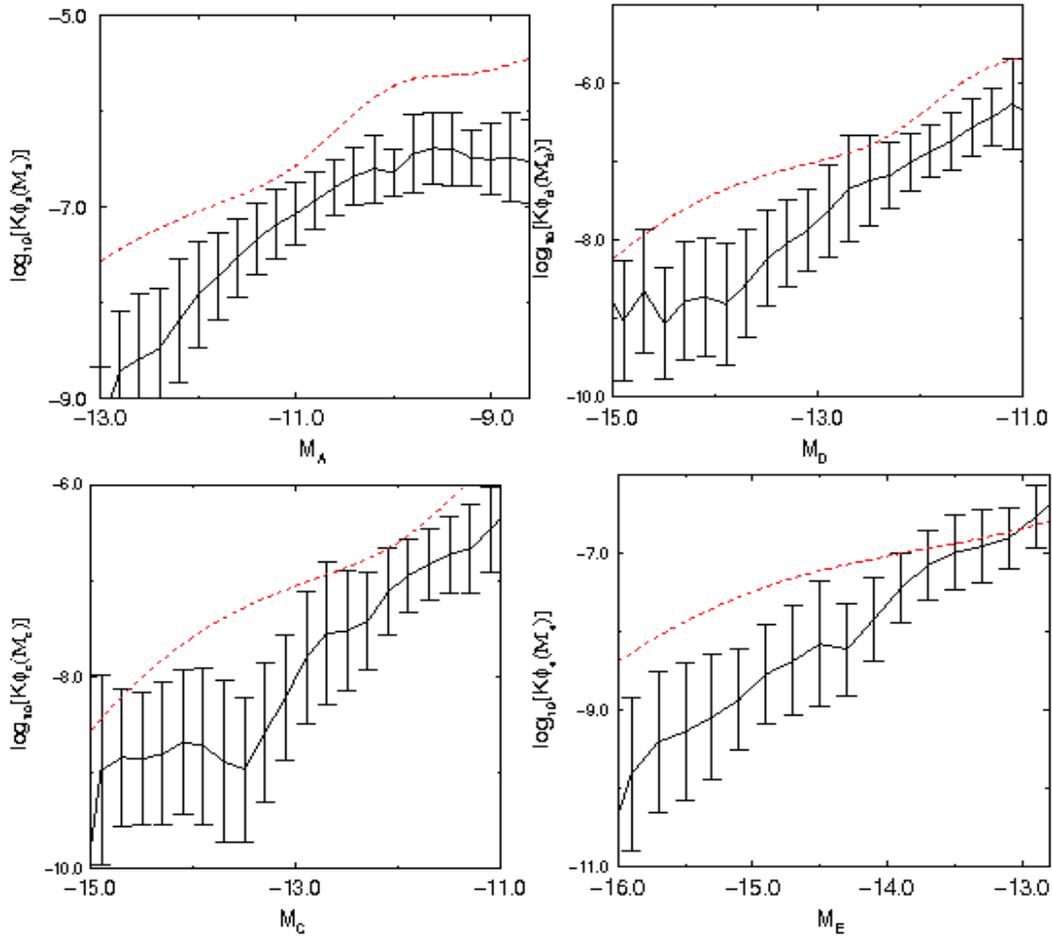


Figura 2.4: Funciones de luminosidad para las estrellas del bulbo en las cuatro bandas de MSX (línea continua): A,C,D y E. ϕ es la función de luminosidad normalizada y K es una constante desconocida. La línea discontinua muestra como comparación las funciones de luminosidad normalizadas del modelo SKY ($K=1$) (López-Corredoira et al. 2001b, Figura 2).

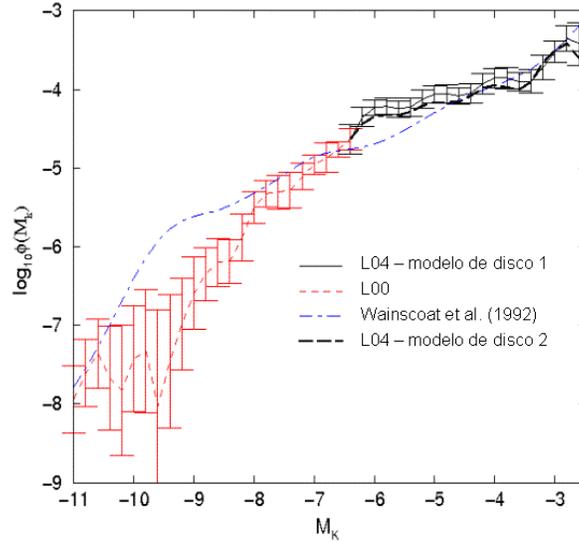
magnitudes son las que tienen menores ritmos de pérdida de masa. El resultado obtenido sugiere entonces que existe un déficit de AGBs con baja pérdida de masa en el modelo SKY.

El análisis de la componente Galáctica del bulbo ha concluído en López-Corredoira et al. (2004b). Una vez que se hizo público el *All Sky Release* de 2MASS el método de inversión de López-Corredoira et al. (2000) pudo ser aplicado a las cuentas estelares en la banda K para obtener una mejor estimación de la distribución 3D de la densidad y la función de luminosidad del bulbo, al contar con una cobertura total del bulbo en cuentas estelares en la banda K. Como 2MASS presenta detecciones en tres filtros (no como TMGS que únicamente ofrecía datos en la banda K), la extinción puede corregirse mediante la expresión dada en Alard (2001):

$$m_e = m_K - 1.77(H - K) \quad (2.18)$$

Así se generan mapas de cuentas acumuladas para $m_e < m_{e,0}$, con $m_{e,0}$ entre 7.0 y 10.75 en pasos de 0.25 mag. Las cuentas se obtuvieron con una resolución espacial de 0.5° , tanto en longitud como en latitud, en el rango $-20^\circ \leq l \leq 20^\circ$, $-12^\circ \leq b \leq 12^\circ$. Los intervalos usados para la inversión de las cuentas son diferentes según se dirijan a obtener la función de luminosidad o la función de densidad, ya que la función de luminosidad es menos sensible a los errores. Para la densidad, se usa el rango $7.00 < m_{e,0} < 9.50$, mientras que para la función de luminosidad se usa $7.00 < m_{e,0} < 10.75$. Como se ve en la Figura 2.5, los resultados extienden la función de luminosidad calculada en López-Corredoira et al. (2000) hacia magnitudes más brillantes, en el rango $-2.5 < M_K < -6.0$.

Figura 2.5: Función de luminosidad para el bulbo en la banda K derivada con datos de 2MASS (L04 - en negro) y la obtenida en López-Corredoira et al. (2000) con datos del TMGS (L00 - en rojo), en comparación con la función de luminosidad sintética de SKY para el bulbo (en azul) (López-Corredoira et al. 2004b, Figura 2).



Para la sustracción de la contribución del disco, se usaron los dos modelos de disco para la Galaxia interna obtenidos en López-Corredoira et al. (2004a), y que serán descritos en profundidad en el capítulo 7 de esta tesis (un modelo de densidad constante para $R < 4.25$ kpc y otro modelo con un ligero gradiente de densidad, pero sin llegar a una ley exponencial como en el disco externo), sin observar diferencias apreciables entre los resultados obtenidos con uno u otro, como se ve en la Figura 2.5.

Una vez más, las isodensidades fueron ajustadas por elipsoides para extraer los siguientes parámetros: un ángulo para la línea de nodos del bulbo (ángulo que forma el eje mayor del mismo con la línea Sol-Centro Galáctico) de $\alpha = 29^\circ \pm 8^\circ$ y razones axiales de 1:0.49:0.37 ($K_y=2.04$, $K_z=2.70$), con un error de 0.04 en ambas, y una densidad que sigue la ley:

$$D(t) = 4.6 \exp\left(\frac{-t}{670 \pm 80 \text{ pc}}\right) \quad (2.19)$$

con

$$t = \sqrt{x_1^2 + (x_2/0.49)^2 + (z/0.37)^2} \quad (2.20)$$

Cambiando el modelo de disco, se obtienen resultados prácticamente idénticos: un ángulo de $\alpha = 27^\circ$ y razones axiales de 1:0.49:0.40 ($K_y=2.04$, $K_z=2.50$).

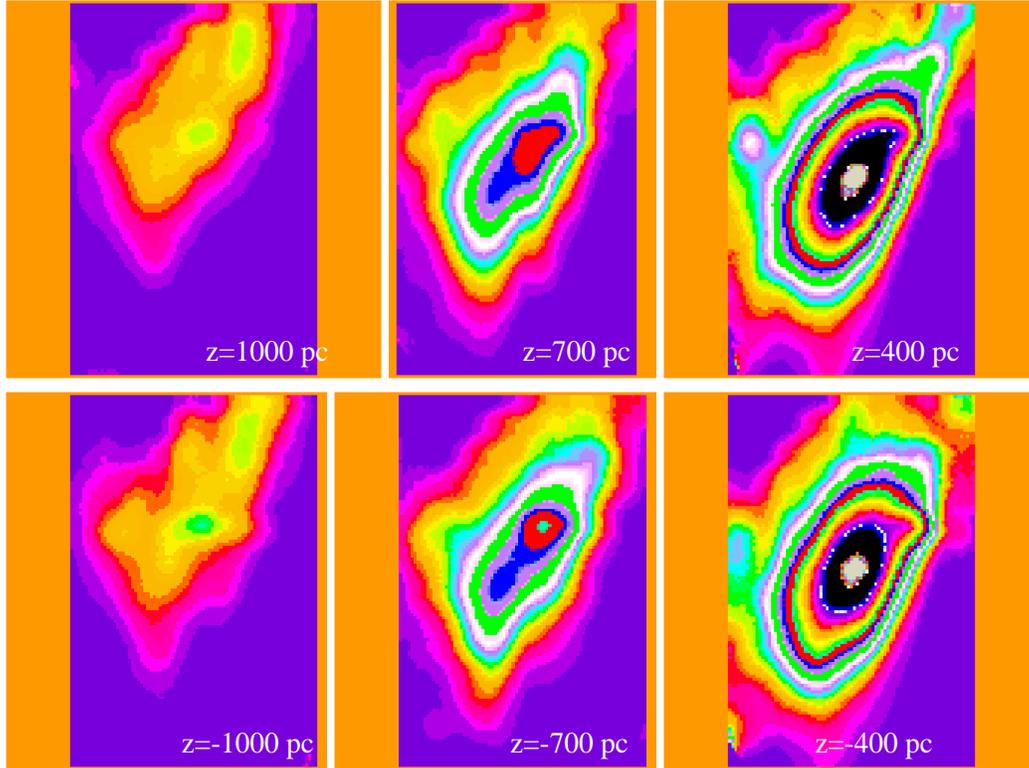


Figura 2.6: Diferentes cortes ($z = \pm 400, \pm 700, \pm 1000$ pc) a lo largo de la distribución 3D de la densidad obtenida a partir de las cuentas estelares del bulbo con la técnica de inversión de López-Corredoira et al. (2000) una vez eliminada la contribución del disco. El eje vertical es paralelo a la dirección Sol-Centro Galáctico, entre 4 y 10 kpc desde el Sol (la distancia aumenta hacia arriba en el gráfico). El eje horizontal es perpendicular a la línea Sol-Centro Galáctico, entre -2 y 2 kpc (con la longitud positiva hacia la izquierda). Los contornos representan diferentes valores de isodensidad, con el rango variando de 0 a 1 estrella pc^{-3} . Se ha aplicado a los datos un suavizado gaussiano, con $\sigma_x = \sigma_y = 200$ pc, $\sigma_z(\pm 400$ pc) = 50 pc, $\sigma_z(\pm 700$ pc) = 100 pc, $\sigma_z(\pm 1000$ pc) = 100 pc (López-Corredoira et al. 2004b, Figura 3).

2.3.2 La barra Galáctica

Esta es sin duda la componente en la cual más trabajos del grupo se han concentrado y mayor número de resultados han sido obtenidos. En Hammersley et al. (1994) su usaron las cuentas del TMGS para analizar la naturaleza de los picos observados en las cuentas obtenidas a lo largo del plano Galáctico en el primer cuadrante de la Galaxia ($15^\circ \leq l < 35^\circ$), observando que el pico en $l=33^\circ$ presentaba una función de luminosidad diferente a los observados en $l=21^\circ$ y $l=27^\circ$, los cuales correspondían a estrellas jóvenes y muy masivas. Esto sugirió que el pico en $l=27^\circ$ se correspondía con el final de la barra Galáctica, y por tanto se trataba de una región de intensa formación estelar, mientras que el pico en $l=33^\circ$ coincidiría con la dirección tangente al brazo espiral de Scutum, con una anchura de 300 pc para la población estelar del mismo.

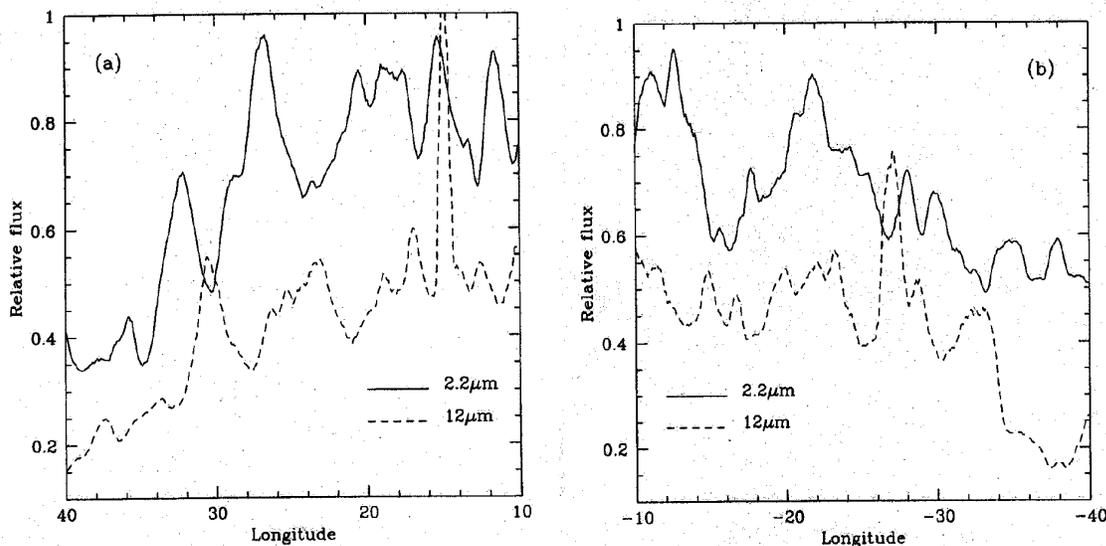


Figura 2.7: Distribuciones de flujo de DIRBE en $2.2 \mu\text{m}$ y $12 \mu\text{m}$ promediadas para $|b| < 1^\circ$. Las unidades de flujo son arbitrarias (Hammersley et al. 1994, Figura 1).

Los picos en $l=21^\circ$ y $l=27^\circ$ son los responsables de los máximos observados en los mapas de brillo superficial de COBE/DIRBE en $2.2 \mu\text{m}$ (Figura 2.7). Hay varios argumentos que apuntan a la existencia de una barra como la responsable de los mismos:

- Los picos no puede ser debidos únicamente a efectos de extinción. Se necesitaría una extinción extremadamente baja concentrada en el plano Galáctico, lo cual parece poco probable. Además, de acuerdo con el modelo SKY, los picos en las cuentas son demasiado prominentes como para ser debidos a la suma del disco y de los brazos espirales, aún en ausencia de extinción.
- El brazo de Scutum podría explicar la intensidad relativa de los picos. Sin embargo, el pico en $l=31^\circ$ está más próximo a la dirección tangente al brazo espiral, lo que haría que se observara un pico más intenso en $l=31^\circ$ que en $l=27^\circ$ ó 21° , sucediendo justo lo contrario. Esto indica que los picos están asociados a una estructura más cercana al centro Galáctico que el brazo espiral de Scutum.
- La posibilidad de un anillo estelar asociado al anillo de 3 kpc presenta un gran número de problemas. La función de luminosidad del anillo de 3 kpc se considera igual a la de los brazos espirales y sin embargo los picos tienen distintas funciones de luminosidad. Al mismo tiempo, si el anillo fuera constante y uniforme, debería observarse algún pico en $l=7^\circ$ o $l=-1^\circ$, y esto no ocurre.
- Los mapas de baja resolución muestran exactamente los efectos esperados para una barra Galáctica, picos prominentes en $l=27^\circ$ y $l=-22^\circ$.
- El contenido de la region de formación estelar incluye estrellas jóvenes y muy luminosas. Los picos se extienden al menos hasta $m_K=4$, lo que se corresponde con

una magnitud absoluta de $M_K = -11$ para la distancia de la barra, justo la magnitud absoluta de estrellas MIIa, las fuentes más luminosas en $2.2 \mu\text{m}$ que se conocen.

- El pico está muy concentrado en el plano de la Galaxia, lo que supone una escala de altura de la población asociada al mismo de 60 pc a la distancia de la barra. Esto significa que hablamos de una población muy joven, ya que la escala de altura aumenta con la edad.
- Si efectivamente los picos son debidos a una barra, entonces ésta tendrá un ángulo de posición de $75^\circ \pm 5^\circ$, respecto a la dirección Sol-Centro Galáctico.

En Calbet et al. (1996) se analizaron los mapas de brillo superficial de COBE/DIRBE sobre el plano, en direcciones muy cercanas al Centro Galáctico para interpretar las fuertes asimetrías presentes entre las longitudes positivas y negativas. Se encontró así que existe una gruesa banda de polvo (entre 1.0 y 2.6 mag de absorción en K) para longitudes negativas, que sigue la ley estándar de extinción interestelar. Una explicación coherente proviene de la posibilidad de una banda de polvo que precedería a la barra para longitudes negativas (aproximadamente hasta $l = -22^\circ$).

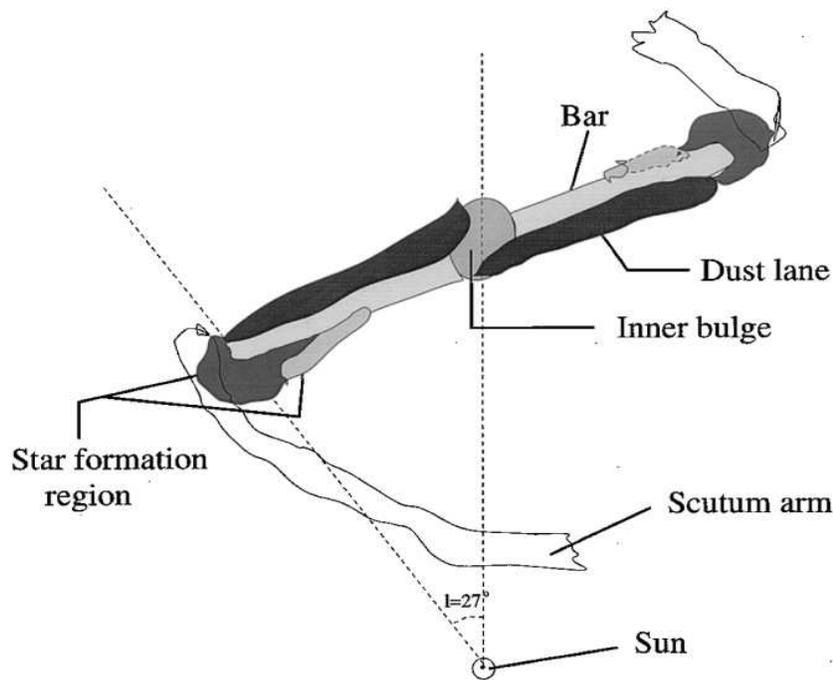


Figura 2.8: Ilustración de una hipotética barra capaz de explicar lo observado: un exceso de extinción en las longitudes negativas debido a una banda de polvo (Calbet et al. 1996) y las regiones de formación estelar a cada extremo de la barra (Garzón et al. 1997) (López-Corredoira et al. 1999, Figura 4).

En el rango de longitudes positivas, en Garzón et al. (1997) se realizó espectroscopía óptica con el espectrógrafo IDS/INT de 58 estrellas seleccionadas del TMGS en $l = 27^\circ$. La clasificación espectral realizada, mediante medidas IR del triplete del CaII a 8498.02, 8542.09 y 8662.14 Å, mostró que más del 60% de los espectros se correspondían con estrellas

supergigantes (clase de luminosidad I), y una proporción significativa de las restantes eran gigantes muy tardías de evolución rápida. Esta concentración tan alta de fuentes jóvenes apoyan la existencia de una región de gran formación estelar en el plano de la Galaxia, formada por la concentración de gas colisionado justo en donde la barra se une con el brazo espiral, del mismo modo que se observa en galaxias externas. La mayoría de las supergigantes detectadas se encuentran situadas alrededor de 6 kpc del Sol, lo cual es compatible con la geometría propuesta de una barra Galáctica con un ángulo de posición de 75° y una semilongitud de 3.7 kpc.

El posible efecto del bulbo triaxial como responsable de estos aspectos fue analizado en López-Corredoira et al. (1999). La inclinación del bulbo no es suficiente para observar un extremo en $l=27^\circ$, o como para que la banda de polvo alcance $l=-19^\circ$ al otro lado de la barra, como se encontró en Calbet et al. (1996). El bulbo triaxial descrito en López-Corredoira et al. (1997, 2000) no produce suficientes cuentas estelares en el plano para $l>0^\circ$, teniendo en cuenta el disco y la extinción, como para explicar lo observado. Con seguridad, una campaña espectroscópica en el plano a $l=-22^\circ$ sería conveniente para confirmar la hipótesis de la barra, pero hasta la fecha no disponemos aún de estos datos.

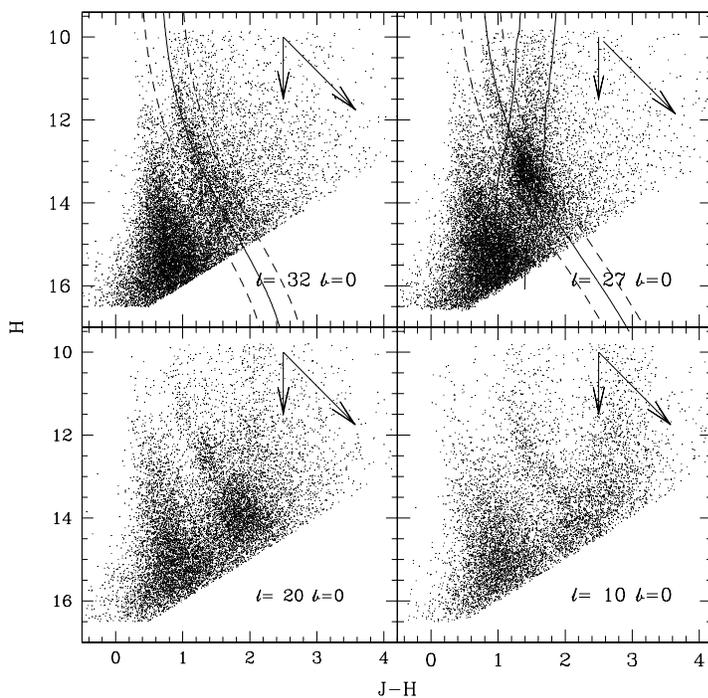


Figura 2.9: Diagramas H/J-H obtenidos con el survey TCS-CAIN para regiones del plano en $l=32^\circ$, 27° , 20° y 10° . La flecha diagonal equivale a 10 mag de extinción en el visible, y la flecha vertical muestra el efecto de doblar la distancia de las fuentes. La línea continua diagonal trazada de izquierda a derecha en los gráficos de $l=32^\circ$ y 27° muestra la posición de una estrella K3 III según aumenta la distancia al Sol. Las líneas prácticamente verticales en $l=27^\circ$ corresponden a dos ramas de gigantes a 4.5 kpc con una extinción de $A_V=4.7$ mag y a 6.6 kpc con $A_V=8.7$ mag, respectivamente (Hammersley et al. 2000, Figura 1).

La componente vieja de la barra Galáctica fue estudiada en Hammersley et al. (2000) a partir de la introducción de nuevos datos correspondientes al survey TCS-CAIN, que suministra detecciones en J , H y K_s con unas magnitudes límite de 17, 16.5 y 15.2, respectivamente. A través de los diagramas color-magnitud, se observa un cúmulo de estrellas en $l=27^\circ$ y $l=20^\circ$, aunque mas enrojecido en $l=20^\circ$ debido al aumento de la distancia (Figura 2.9).

Sustrayendo las estrellas identificadas como gigantes del campo $l=32^\circ$ (que representa aproximadamente la componente del disco) a las cuentas en 6 diferentes líneas de visión, el exceso observado en $l=27^\circ$ se obtiene también en $l=20^\circ$ y $l=15^\circ$ (con algunos efectos significativos en $l=10^\circ$ y $l=5^\circ$) (Figura 2.10). Por tanto, el cúmulo a $l=27^\circ$ se corresponde con una estructura que se extiende hasta el bulbo. La distancia desde el Sol a esta estructura se estima en 5.7 kpc, muy próximo al valor asignado por Garzón et al. (1997) para las estrellas luminosas en $l=27^\circ$. Esto implica que hay un población vieja coexistiendo, o si no, situada muy próxima, con población joven. Una vez más, la posibilidad de un anillo estelar tangencial en $l=27^\circ$ debe ser descartado, porque produciría muchas más fuentes en $l=27^\circ$ que en $l=15^\circ$, lo cual no se observa. Además el anillo estaría más próximo al Sol en $l=15^\circ$ que en $l=27^\circ$ haciendo que las fuentes en $l=15^\circ$ aparezcan más brillantes y no más débiles como en realidad sucede.

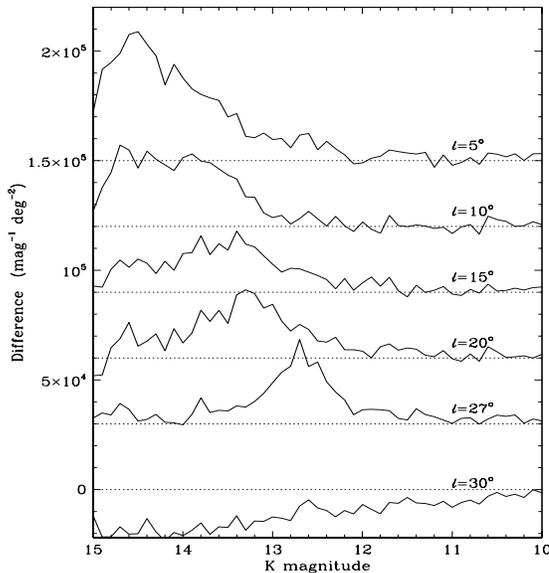


Figura 2.10: Cuentas estelares diferenciales en la banda K, una vez eliminadas las enanas, y restando la contribución de las gigantes de $l=32^\circ$ para las regiones del plano a $l=30^\circ$, 27° , 20° , 15° , 10° y 5° . Las curvas están desplazadas unas de otras 30000 cuentas mientras las líneas de puntos horizontales señalan los niveles cero reales para cada curva (Hammersley et al. 2000, Figura 3).

Ahora, los nuevos resultados hicieron que los parámetros geométricos de la barra fuesen recalculados. La distancia del cúmulo en $l=27^\circ$ fija entonces un ángulo de posición de $43^\circ \pm 7^\circ$ y una semilongitud de alrededor de 4 kpc. Con estos valores, el otro extremo de la barra debería encontrarse aproximadamente en $l=-12^\circ$, lo que coincide también con un pico en los mapas de brillo superficial a $2 \mu\text{m}$ de COBE/DIRBE (Figura 2.7). En cualquier caso, el ángulo de posición del bulbo triaxial es claramente distinto de este nuevo valor, por lo que el bulbo y la barra deben ser considerados como dos estructuras diferentes.

Como las cuentas estelares de TMGS y TCS-CAIN están restringidas a $l \geq -2^\circ$, la llegada

de los surveys DENIS y 2MASS fue imprescindible para estudiar adecuadamente el otro extremo de la barra. En López-Corredoira et al. (2001a), los datos de DENIS fueron utilizados por primera vez para delimitar el extremo más lejano de la barra, y de paso, para analizar otras estructuras presentes en el disco interno, como el anillo molecular y los brazos espirales. Los datos de DENIS, que proporciona fotometría en las bandas I-Gunn, J y K_s con magnitudes límite de 18.5, 16.5 y 14.0 respectivamente, fueron completados con cuentas de TMGS, ya que DENIS no proporciona datos para el primer cuadrante de la Galaxia. De este modo, se pudo cubrir todo el rango $|l| \leq 35^\circ, |b| \leq 1.5^\circ$, para estudiar la distribución estelar en la Galaxia interna. Las cuentas estelares observadas son muy asimétricas con la longitud, con un mayor exceso de cuentas para longitudes positivas con respecto a las negativas en el plano Galáctico ($|b| \leq 1^\circ$). Sin embargo, las cuentas obtenidas fuera de plano ($1.5^\circ < |b| < 2.5^\circ$) sí son simétricas con la longitud, y prácticamente constantes para $12^\circ < |l| < 30^\circ$ (Figura 2.11) lo que significa que el bulbo ni el disco son los causantes de la asimetría y por tanto debe haber alguna otra componente en la Galaxia interna que sea la responsable de las mismas. Esta componente, de hecho, proporciona casi la mitad de las fuentes detectadas en el plano entre el bulbo y $l = 27^\circ$ o $l = -14^\circ$.

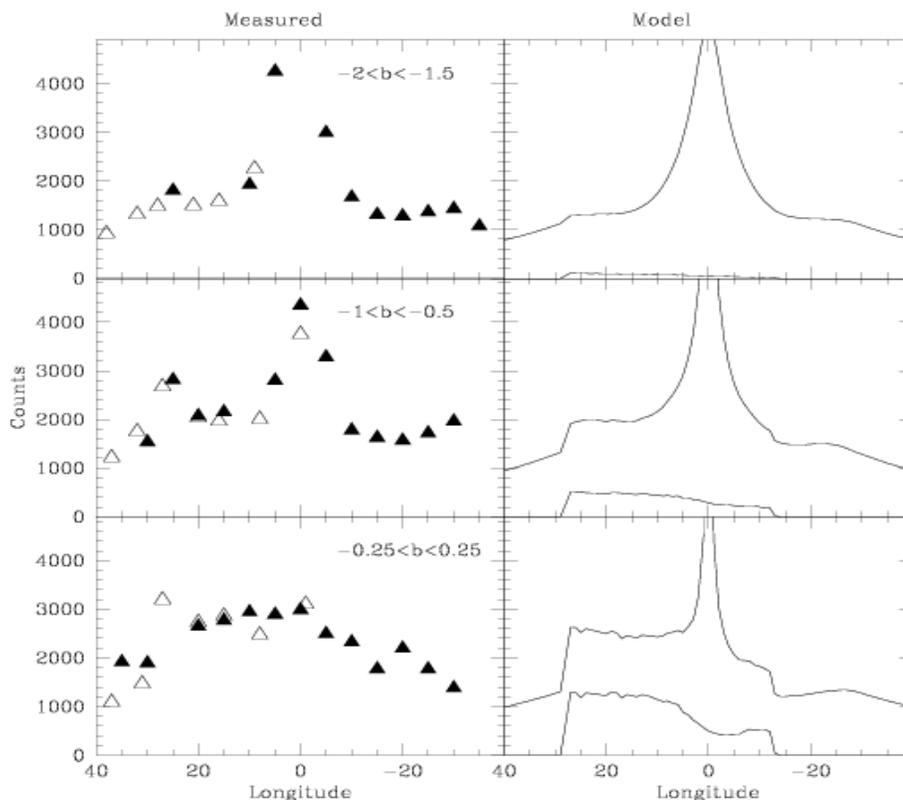


Figura 2.11: Los gráficos de la izquierda muestran las cuentas estelares de DENIS (triángulos negros) y de TMGS (triángulos blancos) hasta $m_K=9$ para las regiones $-2^\circ < b < -1.5^\circ$, $-1^\circ < b < -0.5^\circ$ y $-0.25^\circ < b < 0.25^\circ$. Los gráficos de la derecha muestran las predicciones para las cuentas totales de un modelo que incluye un disco interno truncado, bulbo, y una barra de semilongitud 3.9 kpc y ángulo de posición de 40° . La contribución individual de la barra se señala con la línea continua de menor valor (López-Corredoira et al. 2001a, Figura 7).

Las cuentas sobre el plano ($|b|=1.75^\circ$) son muy sensibles a la forma del disco porque se encuentran suficientemente alejadas del plano como para evitar efectos de extinción y porque las componentes más jóvenes, cercanas al mismo, no constituyen un factor importante en las cuentas. Estas cuentas muestran que un modelo exponencial puro no reproduce la forma observada, lo que indica la posibilidad de un modelo truncado para la densidad en el disco interno. Este será uno de los aspectos que trataremos en esta tesis a la hora de describir la estructura del disco de nuestra Galaxia.

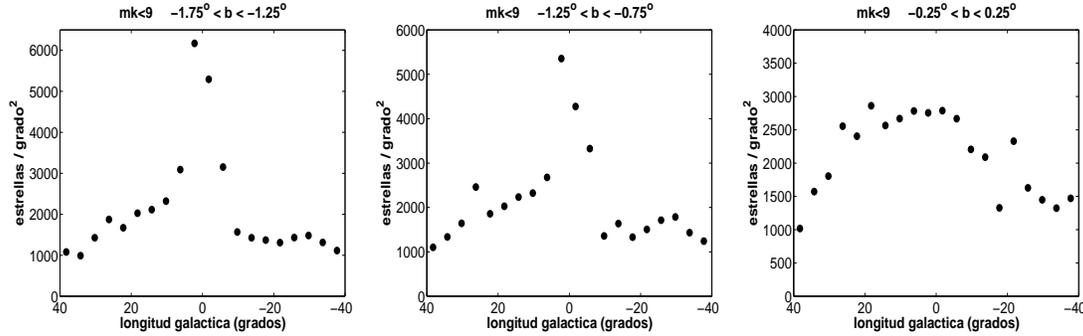
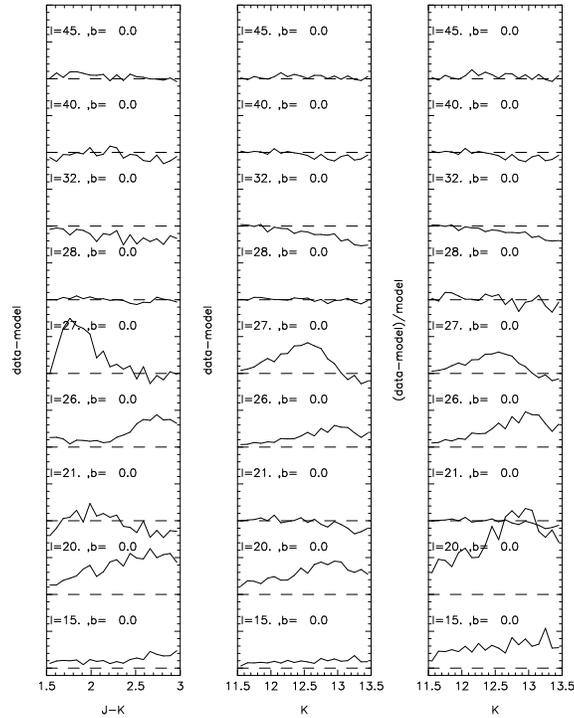


Figura 2.12: Cuentas estelares obtenidas durante la realización de esta tesis con el *All Sky Release* de 2MASS hasta $m_K=9$ para las regiones $-1.75^\circ < b < -1.25^\circ$, $-1.25^\circ < b < -0.75^\circ$ y $-0.25^\circ < b < 0.25^\circ$ (de izqda. a dcha.). Los resultados son perfectamente compatibles con los obtenidos en López-Corredoira et al. (2001a) combinando cuentas de DENIS y TMGS, que se muestran en la Figura 2.11.

El último paso llevado a cabo en cuanto a la caracterización de la barra Galáctica se realizó en el trabajo de Picaud et al. (2003). Ahora, se intentó usar un método independiente para analizar la estructura de esta componente comparando los resultados obtenidos en el rango de interés ($20^\circ < l < 27^\circ$). Para ello fue elegido el modelo de Besançon. Con este modelo se analizaron algunas regiones cercanas al plano correspondientes al survey TCS-CAIN ($32^\circ \leq l \leq 45^\circ$, $|b| \leq 2^\circ$), obteniéndose una buena correspondencia entre las predicciones del modelo y las cuentas estelares en K y los colores ($J - K$) observados. Una vez que el método fue probado con regiones donde sólo cabe esperar la presencia del disco de la galaxia, la región donde se encuentra el extremo de la barra ($20^\circ \leq l \leq 27^\circ$) fue analizada comparando las predicciones del modelo con las observaciones del survey TCS-CAIN. Ahora el modelo, que no incluye una barra, no pudo reproducir las cuentas, obteniéndose ciertos excesos en las cuentas para esta región, en algunos casos superiores al 100% respecto a las predicciones del modelo. Esta comparación confirma la existencia de una sobredensidad para longitudes menores que 27° , la cual no es homogénea y decrece muy rápidamente cuando nos salimos del plano. Esta sobredensidad se sitúa a una distancia del Sol de $r=5.9 \pm 0.5$ kpc (suponiendo que son estrellas del mismo tipo que las del disco). La extensión en longitud de esta sobredensidad y su confinamiento en el plano sugiere una estructura de semilongitud de 3.9 ± 0.4 kpc y un ángulo de posición respecto a la línea Sol-Centro Galáctico de $45^\circ \pm 9^\circ$.

Figura 2.13: Distribución de diferencias respecto a la magnitud a lo largo del plano Galáctico. Las líneas discontinuas señalan los niveles cero de referencia en cada caso, separadas por un valor de $70000 \text{ mag}^{-1} \text{ deg}^{-2}$. Los histogramas de la izquierda y del centro presentan las diferencias absolutas datos-modelo tanto en color ($J - K$) como en magnitud K_s , mientras que los gráficos de la derecha indican la diferencia relativa en las cuentas (siendo m el promedio de las cuentas del modelo para $11.5 \leq K_s < 13.5$) con una diferencia de un 400% entre dos niveles de referencia consecutivos. Las cuentas estelares son comparadas para $1.5 \leq J - K_s < 3$ y $11.5 \leq K_s < 13.5$ (Picaud et al. 2003, Figura 7).



Parámetros de la Barra

- 1-. El extremo más cercano de la barra está situado en el primer cuadrante en $l=27^\circ$, donde hay un cambio brusco en la densidad estelar y en la función de luminosidad. El otro extremo de la barra está en el tercer cuadrante y se observa como un remanente extenso desde el bulbo hasta $l=-14^\circ$.
- 2-. Asumiendo que la barra es rectilínea, centrada en el Centro Galáctico y con una anchura de 500 pc, el ángulo de posición que presenta respecto a la dirección Sol-Centro Galáctico es de alrededor de $43^\circ \pm 7^\circ$.
- 3-. La distancia hasta la barra varía desde $r=5.9 \pm 0.5$ kpc para la posición más cercana ($l=27^\circ$) hasta $r=11.1 \pm 1$ kpc en la posición más lejana ($l=-14^\circ \pm 2^\circ$).
- 4-. La distancia desde el centro de la Galaxia hasta el final de la barra es de $\sim 0.48 R_\odot$, o lo que es lo mismo $\sim 3.9 \pm 0.4$ kpc (considerando $R_\odot = 7.9$ kpc).
- 5-. La FWHM vertical del barra es de aproximadamente 1 grado para estrellas con $M_{K_s} < -6$ (o $M_{K_s} < -7.5$ para las posiciones más alejas de la barra).
- 6-. La escala de altura de la población joven de la barra es de alrededor de 50 pc, pero la componente vieja analizada por Hammersley et al. (2000) probablemente tenga una escala en altura significativamente mayor.

- 7-. Asumiendo una anchura de 500 pc para la barra, la densidad de estrellas de la barra hasta $m_{K_s}=9$ es $\rho \approx 3 \times 10^{-4}$ estrellas pc^{-3} . En comparación, el bulbo tiene la misma densidad de estrellas a 700 pc del Centro Galáctico.

2.3.3 Anillo

Mas de tres cuartas partes de las galaxias barradas conocidas presentan además anillos (Buta 1996), por lo tanto, si la Vía Láctea tiene barra, entonces tiene grandes probabilidades de tener también un anillo. El llamado brazo de 3 kpc es una estructura inusual con alta emisión en radio, ubicada en el plano de nuestra Galaxia, y con una velocidad radial de -53 km s^{-1} en $l=0^\circ$ (a diferencia del resto de los brazos espirales, cuya velocidad radial es de aproximadamente 0 para $l=0^\circ$). Nuestro grupo no ha realizado estudios exclusivos de esta componente, y sólo en López-Corredoira et al. (2001a) se tocaron algunos aspectos del mismo.

Al corregir las cuentas estelares de extinción, los rasgos reales de las estructuras de la Galaxia interna pueden distinguirse. Mediante el uso de las cuentas de DENIS, en López-Corredoira et al. (2001a) se emplearon combinadamente las bandas J y K_s del survey para producir cuentas corregidas por extinción (Figura 2.14):

$$m_e = m_{K_s} - \frac{A_{K_s}}{A_J - A_{K_s}} [(J - K_s) - 1.0] \quad (2.21)$$

si $(J-K_s) > 1.0$, y con $\frac{A_{K_s}}{A_J - A_{K_s}} = \frac{3}{5}$.

Con este procedimiento, sólo las fuentes que sufren de mucha extinción son corregidas, por lo que se elimina la gran mayoría de las fuentes locales. Este método permite analizar los picos presentes en las cuentas distinguiendo entre rasgos reales y máximos debidos a zonas con extinción inusualmente baja. Con este método, algunos excesos presentes en las cuentas cercanas al plano pueden ser asignados a la extinción, y por tanto no se corresponderán con ninguna componente de la Galaxia interna. Por ejemplo: a) $[l=0^\circ, b=0^\circ]$: el Centro Galáctico; o b) $[-19^\circ < l < -15^\circ, b=0^\circ]$: la zona de alta extinción descrita por Calbet et al. (1996) a partir de mapas de COBE/DIRBE. Sin embargo, hay un pico a $l=-22^\circ$ que claramente corresponde a un rasgo real en la distribución estelar y no es algo artificial producido por la extinción parcheada en las regiones cercanas. El pico tiene más o menos la forma que se esperaría para el punto tangencial a un anillo o a un brazo espiral, e incluso más probablemente a un pseudo-anillo (los brazos internos están muy enrollados alrededor de la barra en una forma que prácticamente es equivalente a un anillo). Este pico coincide con el observado en las fuentes OH/IR (Sevenster 1999), y es probable que el punto tangencial al anillo en el primer cuadrante coincida con el final de la barra, mientras que el el cuarto cuadrante debería encontrarse en $l=-24^\circ$, pero hay un fuerte déficit de cuentas en esa longitud. Es muy probable que el gas esté más desplazado en longitudes positivas que en negativas, por la coincidencia del final de la barra con el punto tangencial del anillo.

Un anillo elíptico, con el eje principal paralelo al de la barra, presentaría una razón axial de 1:0.76 para las estrellas, y un poco más alta para el gas. El diámetro sería el mismo que el de la barra, unos 8 kpc, cercano al valor típico de 9 kpc encontrado en galaxias externas (Freeman 1996).

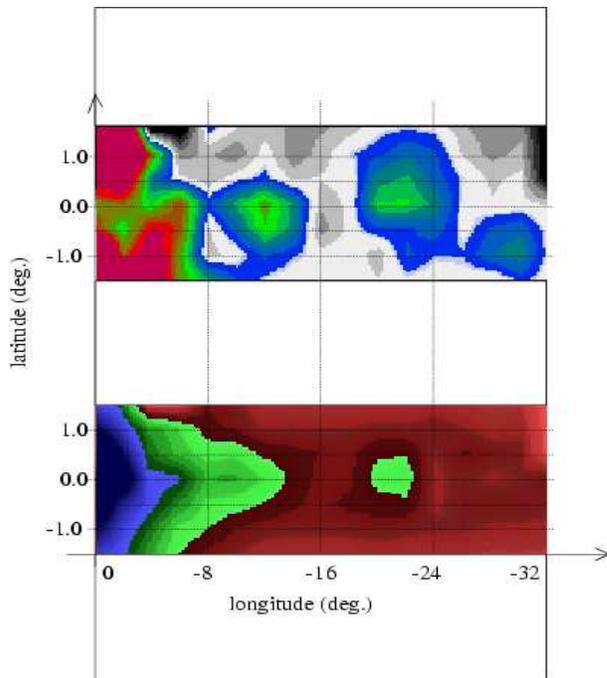


Figura 2.14: Mapa de cuentas estelares de DENIS agrupadas por intervalos de $\Delta l=2^\circ$ y $\Delta b=0.5^\circ$, e interpoladas en la región $0^\circ < l < 32^\circ$, $|b| < 1.5^\circ$. El gráfico superior presenta las cuentas $m_{K_s} \leq 9.0$, mientras que el inferior se corresponde con $m_e \leq 9.0$ y $(J - K_s) > 0.5$ (López-Corredoira et al. 2001a, Figura 10).

2.3.4 El disco

En los trabajos de Hammersley et al. (1994, 1995), usando cuentas cercanas al plano ($|b| \leq 15^\circ$) del TMGS, el contenido estelar del disco comenzó a ser analizado por nuestro grupo. Observando la tendencia asimétrica del decaimiento exponencial de las cuentas para $b > 0^\circ$ respecto a $b < 0^\circ$, se plantearon algunas primeras conclusiones al respecto:

- El Sol está situado algunos pc por encima del plano de la Galaxia.
- $b=0^\circ$ está inclinado respecto al plano del disco viejo.
- El plano Galáctico está alabeado (*warp*).

Como las cuentas del TMGS por sí solas no proporcionan el amplio grado de cobertura en longitud galáctica que se necesita, los mapas de flujo, tanto de COBE/DIRBE como de IRAS fueron empleados para estudiar el efecto que la posición del Sol tiene en las cuentas y en los mapas de flujo. Comparando así entre los flujos medidos por encima y por debajo del plano Galáctico, para el mismo rango de longitudes, se obtuvo que el plano está inclinado, con el Sol ubicado por encima del mismo (Figura 2.15).

La inclinación del disco queda definida considerando el ángulo entre dos planos distintos en una longitud dada como:

$$\beta(l) = \alpha \text{sen}(l + \theta) \quad (2.22)$$

y siendo la latitud respecto al disco viejo aproximadamente $b + \beta(l)$.

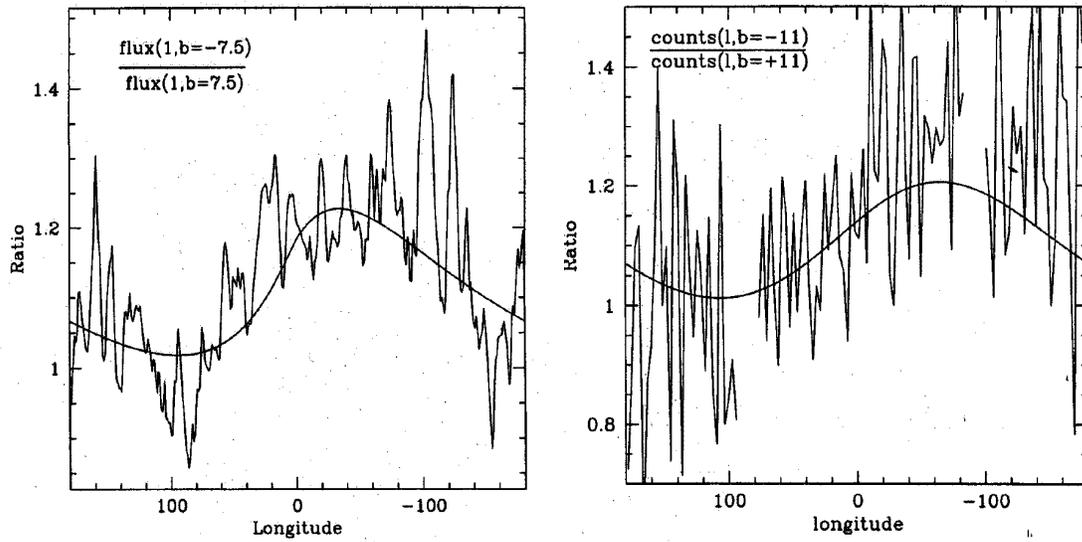


Figura 2.15: *Izqda.*: Razón entre los flujos de DIRBE a $b=-7.5^\circ$ frente a $b=7.5^\circ$, y el mejor ajuste al modelo. *Dcha.*: Razón entre las cuentas estelares de IRAS a $b=-11^\circ$ frente a $b=11^\circ$ y la predicción del modelo, asumiendo una distancia máxima de 3 kpc (Hammersley et al. 1995, Figuras 8 y 11).

Los mejores ajustes obtenidos para el desplazamiento del plano definido por el disco viejo y $b=0^\circ$ son:

$$\begin{aligned} z_0 &= 15.5 \pm 3 \text{ pc} \\ \alpha &= 0.40^\circ \pm 0.04^\circ \\ \theta &= 165^\circ \pm 15^\circ \end{aligned}$$

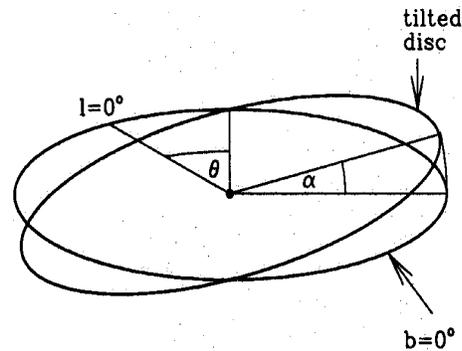


Figura 2.16: Inclínación del disco, con el Sol situado en el origen y mostrando θ y α . No se ha representado la altura del Sol respecto al plano (z_0) (Hammersley et al. 1995, Figura 4).

Por todo ello, la posición del plano del disco viejo en coordenadas Galácticas puede expresarse como:

$$P(l, b) = [l, -0.4^\circ \text{sen}(l + 165^\circ)] \quad (2.23)$$

Los mapas de flujo de DIRBE y IRAS no permiten sacar conclusiones acerca de la posible existencia de un alabeo en la distribución estelar, similar o no al del gas, y por ello se requiere el uso de cuentas a $2 \mu\text{m}$. Ahora, con los nuevos datos disponibles: 2MASS, DENIS y TCS-CAIN, algunos aspectos del contenido estelar del disco de nuestra Galaxia

pueden ser analizados de un modo mucho más correcto que empleando mapas de flujo, que sólo permiten extraer información de la distribución 2D de estrellas al integrar la emisión a lo largo de toda la línea de visión. Es en este punto donde esta tesis tiene cabida, ya que tratará de completar todo lo descrito en esta sección añadiendo la descripción de la componente disco Galáctica a partir de las nuevas y completas bases de datos de las que se dispone.

2.3.5 Un posible modelo para la Vía Láctea

A la vista de todo lo anterior, podemos hacernos una idea esquemática de la posible estructura de la Vía Láctea, de modo que ésta presentará una forma similar a la mostrada en la Figura 2.17, con un anillo estelar elíptico, un bulbo triaxial, una barra prominente y dos brazos espirales arrollados en torno al anillo. No hemos dibujado el brazo local, ni tampoco las anchuras de las estructuras han sido representadas a escala, ya no perseguimos una descripción detallada de la Galaxia. Esto, además, sólo es en lo referente a la distribución estelar, ya que habría que tener en cuenta también la distribución del polvo, lo cual requeriría de un análisis a parte.

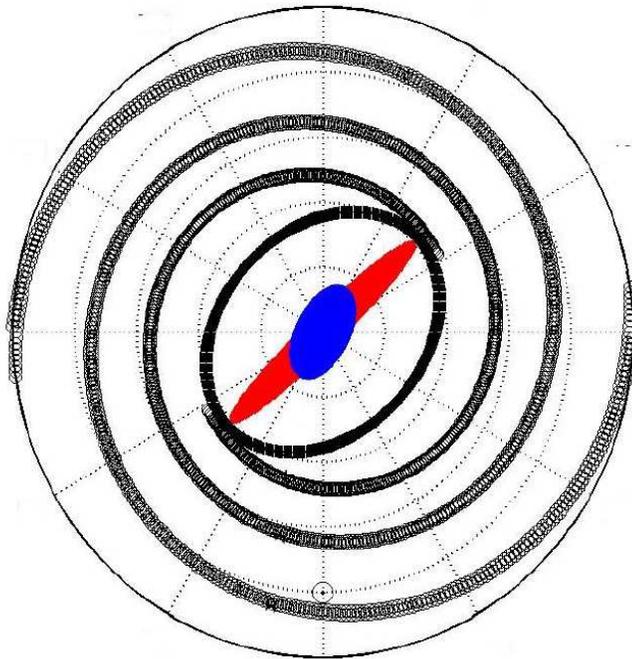


Figura 2.17: Vista esquemática zenital de la Vía Láctea, incluyendo la barra, dos brazos espirales, un anillo estelar elíptico y el bulbo. El Sol está situado en $(0,-8)$, con el Centro Galáctico en $(0,0)$. Las líneas discontinuas marcan la distancia al centro de la Galaxia en intervalos de 2 kpc.

Ahora, para la realización de esta tesis contamos con nuevas bases de datos, como son los surveys 2MASS, DENIS, y TCS-CAIN, con lo que podemos mejorar nuestro conocimiento de los aspectos aún por desentrañar de la estructura Galáctica, y más principalmente el disco de la misma, donde la extinción es mucho mayor y el irnos a las bandas del infrarrojo cercano será de gran utilidad. A modo de ejemplo, en la Figura 2.18 se muestran diferentes mapas de cuentas estelares en la banda K obtenidos empleando datos del *All Sky Release* de 2MASS.

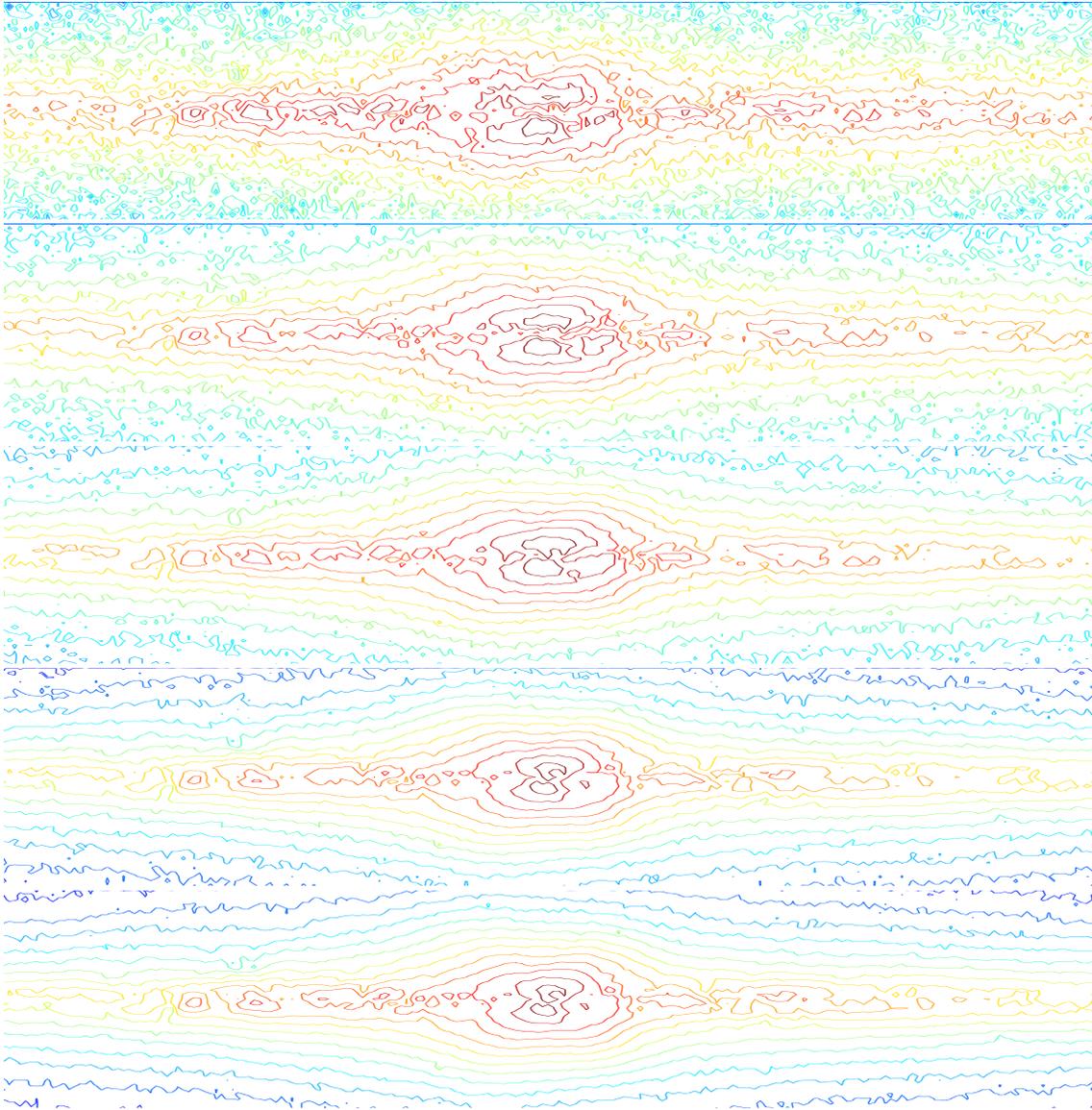


Figura 2.18: Mapa de cuentas estelares de 2MASS en la banda K hasta distintas magnitudes límite (de arriba a abajo: $m_K < 8$, $m_K < 9$, $m_K < 10$, $m_K < 11$ y $m_K < 12$) en la zona central de la Galaxia ($|l| \leq 50^\circ$, $|b| \leq 12^\circ$), obtenidos con una resolución espacial de $\Delta l = 0.5^\circ$ y $\Delta b = 0.5^\circ$.

Otra forma de verificar la presencia de estos rasgos estructurales en la Galaxia es mediante la observación de la variación de las cuentas estelares con la longitud. Empleando el *All Sky Release* de 2MASS podemos producir cuentas en la banda K a lo largo del plano para todo el rango de longitudes galácticas (Figura 2.19). Los resultados muestran diferentes picos que pueden ser asociados a las direcciones tangenciales a las diferentes estructuras presentes en la Galaxia, brazos espirales, barra y anillo.

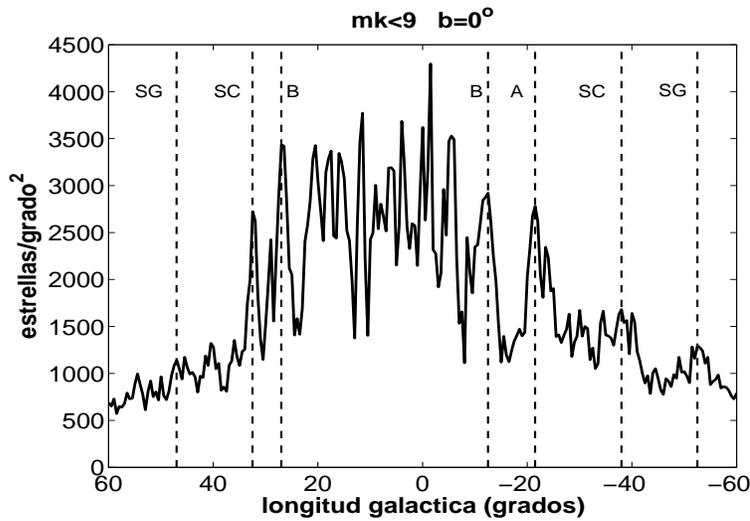
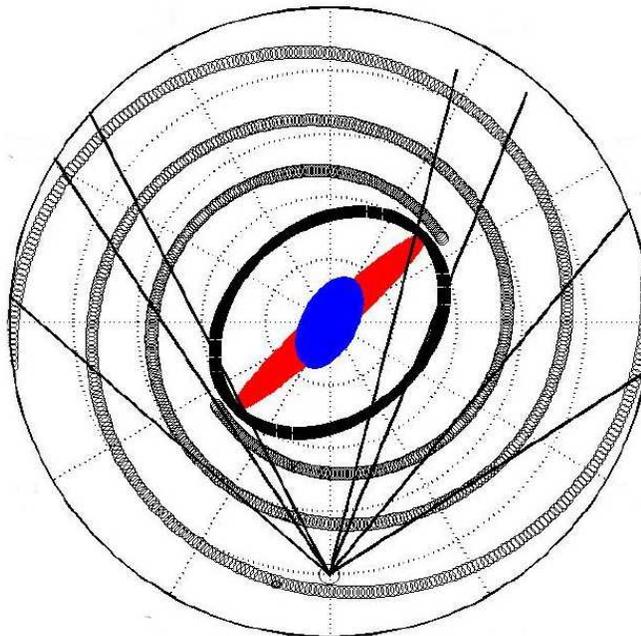


Figura 2.19: Cuentas estelares de 2MASS en el plano para $m_K < 9$, señalado los principales rasgos estructurales asociados: $l=48^\circ$ (brazo espiral de Sagitario), $l=32^\circ$ (brazo espiral de Scutum), $l=27^\circ$ y $l=14^\circ$ (extremos asociados a la barra), $l=-22^\circ$ (dirección tangencial al anillo), $l=-38^\circ$ (brazo espiral de Scutum), y finalmente $l=-52^\circ$ (brazo espiral de Sagitario).

Figura 2.20: Vista esquemática zenital de la Vía Láctea con las mismas estructuras descritas en la Figura 2.17, indicando las distintas líneas de visión en las direcciones tangenciales asociados a los picos observados en la Figura 2.19, que corresponden, de izquierda a derecha: $l=48^\circ$, $l=32^\circ$, $l=27^\circ$, $l=14^\circ$, $l=-22^\circ$, $l=-38^\circ$ y $l=-52^\circ$.



Todo esto nos muestra la gran cantidad de información que las cuentas estelares pueden suministrar acerca de la estructura de nuestra Galaxia. La misión de esta tesis será el analizar dicha información para tratar de mejorar un poco más el conocimiento de la verdadera forma de la Vía Láctea, y más en concreto la del disco de la Galaxia, su componente más masiva.

3

Surveys infrarrojos

La Vía Láctea ha sido y es cartografiada intensamente mediante diferentes surveys a lo largo del tiempo, permitiendo extraer una gran cantidad de información acerca de su estructura. Hasta no hace mucho, estos surveys se concentraron en el rango visible (Bahcall 1986; Price 1988; Reid 1993) y no tanto en otras longitudes de onda, como el infrarrojo (Kawara et al. 1982; Eaton et al. 1984; Garzón et al. 1993). En el infrarrojo cercano además, los surveys anteriores adolecían de baja sensibilidad y resolución espacial, algo que se ha mejorado en la última década con el desarrollo de detectores bidimensionales con suficiente sensibilidad y de gran formato, que permiten la obtención de grandes campos de visión empleando un número relativamente bajo de apuntados. En estas condiciones la realización de surveys completos del cielo es tremendamente productiva. Además, la mejora en los surveys infrarrojos trajo consigo una mejor comprensión de la estructura a gran escala de la Galaxia, a medida que se comenzó a poder acceder a regiones oscurecidas por efectos de extinción, muy baja en esta longitud de onda.

Durante esta tesis, hemos utilizado principalmente datos de dos de los más recientes y completos surveys existentes en el infrarrojo cercano: 2MASS y DENIS. Además, se ha desarrollado una exhaustiva campaña de observación con el Telescopio Carlos Sánchez (TCS) en el Observatorio del Teide, con la intención de mejorar la información extraída de los anteriores, y que nos va a permitir contar con una base de datos homogénea propia. En este capítulo, se realizará una breve descripción de los principales surveys infrarrojos desarrollados en los últimos 20 años, comenzando por el llevado a cabo desde el satélite IRAS hasta concluir con el que actualmente se está realizando con el satélite SPITZER. Se ha elegido seguir un orden cronológico, dado a que esto ayuda a una mejor comprensión de los objetivos concretos de cada survey, que en algunos casos buscaban mejorar los datos ya adquiridos por surveys anteriores (bien fuera con una mayor cobertura o con una mejor resolución), mientras que en otros se perseguía completar surveys ya existentes con la observación en nuevas longitudes de onda no empleadas con anterioridad.

3.1 IRAS

El *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) lanzado en 1983 llevó a cabo un survey de todo el cielo en cuatro bandas: 12, 25, 60 y 100 μm . Hay cuatro productos básicos de IRAS, que aparecen en forma de catálogos separados para fuentes puntuales, fuentes extensas y espectros de baja resolución, imágenes de emisión extensa en formato fotográfico, y mapas de flujo de cielo. Estos últimos incluyen hasta tres tipos diferentes: la totalidad del cielo mapeado con una resolución efectiva de 4-6 minutos de arco en 212 regiones de un tamaño de $16.5^\circ \times 16.5^\circ$; la totalidad del cielo en forma de un único mapa con una resolución de un grado; y finalmente, 24 mapas especiales de la región del plano Galáctico ($|b| < 10^\circ$) y un campo de visión de $16.7^\circ \times 20^\circ$ en intervalos de 15° en longitud. Con datos de este survey se han realizado muchos trabajos de estructura galáctica (Beichman 1987; Habing 1988) aunque básicamente centrados en estrellas de tipos muy tardíos, puesto que a largas distancias IRAS era capaz de detectar únicamente fuentes muy luminosas (como estrellas OH/IR) y está limitado claramente por confusión de fuentes en la mayoría del plano galáctico, mismo efecto del que ya adolecía uno de los primeros surveys infrarrojos existentes, el *Two Micron Sky Survey* (Neugebauer & Leighton 1969) (TMSS), debido a su baja magnitud límite, $m_K=3$, por lo que era incapaz de detectar fuentes del interior de la Galaxia.



Figura 3.1: Mapa de la Vía Láctea obtenido combinando las imágenes de IRAS a 12, 60 y 100 μm (Wheelock et al. 1994), una vez eliminada la emisión debida a la luz zodiacal.

3.2 DIRBE

El satélite COBE (*Cosmic Background Explorer*) supuso la primera misión de la NASA dedicada completamente a la cosmología, portando tres instrumentos científicos diferentes diseñados con el objeto de realizar medidas precisas tanto del espectro como de la anisotropía de la radiación del fondo de microondas con escalas angulares mayores de 7° , y llevar a cabo la búsqueda de una radiación de fondo difusa en el infrarrojo con una resolución angular aún menor, de sólo 0.7° ¹. El satélite fue lanzado en noviembre de 1989, y su vida criogénica finalizó en septiembre de 1990.

El *Diffuse Infrared Background Experiment* (DIRBE) fue diseñado para realizar una medida absoluta del espectro y distribución angular del fondo difuso infrarrojo. El instrumento cubre un rango de longitud de onda entre 1 a 300 μm en 10 bandas, cuyas cuatro

¹Para descripciones detalladas de la misión de COBE remitimos a los trabajos de Mather (1982) y Gulkis et al. (1990).

bandas en el infrarrojo cercano, centradas a 1.25, 2.2, 3.5 y 4.9 μm , son similares a las bandas fotométricas estándar J, K, L y M, respectivamente (Hauser et al. 1991; Boggess et al. 1992; Siverberg et al. 1993). El instrumento también mide dos componentes de polarización perpendicular en las bandas de longitud de onda más corta: 1.2, 2.2 y 3.5 μm . Estas medidas de polarización se incluyeron para ayudar a distinguir la contribución al fondo infrarrojo producida por luz solar dispersada por polvo interplanetario, y para ayudar a modelar la distribución de las propias nubes de polvo interplanetario (Boggess et al. 1992).



Figura 3.2: Mapa de la Galaxia el infrarrojo cercano obtenido con DIRBE en las bandas de 1.25, 2.2 y 3.5 μm (Hauser et al. 1995).

Los datos de DIRBE suministraron los mapas y las medidas más intensivas del brillo absoluto de cielo en el infrarrojo en su momento, lo que supuso una nueva forma de contemplar la Galaxia permitiendo la primera búsqueda sistemática de la radiación acumulada de los objetos luminosos más tempranos del universo. Sus 0.7° de resolución convirtieron a DIRBE en un peor detector de fuentes puntuales que IRAS, sin embargo, su amplio rango espectral y su cobertura total del cielo hicieron de DIRBE una herramienta excelente para estudiar la estructura a gran escala de la componente estelar e interestelar de la Galaxia mediante fotometría superficial. Los datos de DIRBE han sido fundamentales en el desarrollo de modelos de estructura galáctica (Freudenreich 1996, 1998; Freudenreich et al. 1994; Dwek et al. 1995; Cohen 1999), de la distribución de polvo (Sodroski et al. 1994; Drimmel & Spergel 2001; Drimmel et al. 2003) y sobre todo de la emisión difusa del fondo infrarrojo (Dwek & Arendt 1998; Wright & Reese 2000; Cambrésy et al. 2001; y muchos más).

3.3 TMGS

El *Two Micron Galactic Survey* (TMGS) (Garzón et al. 1993) surgió con la idea de elaborar el survey del plano de la Galaxia en el infrarrojo cercano más sensible realizado a gran escala hasta ese momento. Para ello, el plano fue mapeado mediante barridos concentrados en las regiones: $-5^\circ < l < 30^\circ$, $|b| \leq 15^\circ$ y $30^\circ < l < 180^\circ$, $|b| \leq 5^\circ$, con una magnitud límite de completitud de $m_K=9.8$ y un área total cubierta de 255 grados², detectando más de 470 000 objetos puntuales, la mayoría de los cuales concentrados en el plano y sin contrapartida óptica.

Hasta la llegada del TMGS, no había surveys a gran escala y con gran resolución de la Galaxia en el infrarrojo. Existían otros surveys con mayor sensibilidad pero que tendían a estar restringidos al Centro Galáctico aunque al menos en parte permitían examinar el disco galáctico. Por citar algunos, Kawara et al. (1982) realizó un survey en la banda K

de fuentes discretas en 17 zonas en el intervalo $-11^\circ < l < 45^\circ$. Jones et al. (1984) llevó a cabo un survey en *HK* en el rango $0^\circ < l < 10^\circ$; Catchpole et al. (1990), realizó un survey de los 2 grados cuadrados centrales de la Galaxia, y Ruelas-Mayorga & Teague (1992) se concentraron en las *ventanas de Baade*. En cualquier caso, todos ellos cubrían áreas muy pequeñas del cielo. Estos surveys presentaron también el riesgo de estar cubriendo una región con extinción extraordinariamente alta o baja, obteniendo así un escaso número de cuentas estelares, siendo incapaces de analizar la estructura a gran escala de las fuentes puntuales.

El TMGS se llevó a cabo desde el Observatorio del Teide (Tenerife), empleando una cámara de 7 canales (Hepburn 1991), en el Telescopio Carlos Sánchez (TCS) de 1.52 m de diámetro. La cámara consiste en un array lineal de siete detectores fotovoltaicos de InSb, cada uno de ellos formando cuadrados de $200 \mu\text{m}$ de lado, con espacios de $30 \mu\text{m}$ entre los detectores, dando un tamaño de pixel de $15''$ con el array alineado en declinación.

Con este survey, se consiguió profundizar en muchos aspectos de la estructura a gran escala de la Galaxia, principalmente en lo concerniente al disco y bulbo de la Vía Láctea. Las limitaciones que impuso el observar en una única banda fueron suplidas mediante correlaciones con otros surveys, como IRAS, y aún así se obtuvieron valiosísimos resultados acerca de la estructura interna y del plano de la Galaxia, tanto mediante comparaciones con modelos de estructura Galáctica (Hammersley et al. 1999), o mediante inversiones directas de las cuentas (Hammersley et al. 1994, 1995; López-Corredoira et al. 2000, 2001b; Porcel et al. 1998). No obstante, la información que proporcionó TMGS fue pronto superada por las capacidades de los dos surveys infrarrojos más importantes de los que se dispone hoy en día, por cobertura espacial y por el mayor rango de longitudes de onda empleadas, como son DENIS (comenzado a finales de 1995) y 2MASS (que dió comienzo en 1997).

3.4 DENIS

El *Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky* (DENIS) (Epchtein et al. 1999; Fouqué et al. 2000) fue el primer cartografiado general llevado a cabo usando imagen directa con detectores CCD y NICMOS. DENIS cubre aproximadamente un 97% del cielo del Hemisferio Sur (desde $\delta = +2^\circ$ hasta $\delta = -87.2^\circ$) en tres longitudes de onda simultáneamente (I: $0.82 \mu\text{m}$, J: $1.25 \mu\text{m}$, y K_s : $2.15 \mu\text{m}$), con unas magnitudes límites de 18.5, 16.5 y 14.0, respectivamente². La banda *I* fue implementada para la detección de nuevas galaxias localizadas a altas latitudes galácticas ($|b| > 15^\circ$), mientras que los filtros J y K son más adecuados para latitudes más bajas. En el plano Galáctico ($|b| < 5^\circ$) el filtro K es mucho más útil por la menor extinción, pero a latitudes intermedias ($5^\circ < |b| < 15^\circ$) la banda J es mejor porque la magnitud límite en la banda K es mucho más brillante que la de J en este rango, aún contando con las diferencias debidas a la extinción (Rousseau 2000).

DENIS se ha desarrollado empleando en exclusiva un telescopio de 1 m en el Observatorio de la ESO en la Silla (Chile) desde diciembre de 1995 hasta septiembre de 2001, en el que se dieron por terminado las observaciones³. Éstas se realizaron mediante barridos de 30°

²Para una descripción detallada del survey, ver Epchtein et al. (1997).

³La participación de nuestro grupo dentro del proyecto DENIS ha supuesto la realización por mi parte de observaciones en el Telescopio de 1 m de la ESO en el Observatorio de la Silla (Chile) durante 1 mes (marzo-abril 2001).

en declinación y $12'$ en ascensión recta, con un solapamiento de $2'$ entre barridos sucesivos. Cada barrido consta de 180 *frames* de $12' \times 12'$, con 256×256 píxeles por *frame*, lo que supone una resolución espacial nominal del survey de $3''$, aunque en condiciones especiales, y empleando multibarrido, se puede lograr una resolución de $1''$.

La reducción de los datos de DENIS se lleva a cabo en el *Paris Data Analysis Center* (PDAC), en donde la verificación de las imágenes, extracción de fuentes puntuales y calibración fotométrica y astrométrica se realizan para cada barrido de modo independiente. En la actualidad, se dispone de acceso público a los datos a través del servidor del *Centre de Données Astronomiques de Strasbourg* (<http://cdsweb.u-strasb.fr/denis.html>). También, a la base de datos de DENIS se puede acceder mediante VIZIER, y a través de los atlas interactivos de ALADIN, donde se pueden implementar diferentes modos de búsqueda.

La publicación de la base de datos de DENIS supuso un impulso notable en el conocimiento de la distribución de galaxias, ocultas debido a efectos de extinción de la Vía Láctea (Rosseau et al. 2000; Vauglin et al. 2002; entre otros), así como un aumento del conocimiento de las zonas que sufren mayor extinción en la propia Galaxia (Ruphy et al. 1997; Unavane et al. 1998; Reylé & Robin 2002), pero sobre todo, DENIS trajo aparejado una mejora notable en los modelos de estructura galáctica al constituir una muestra homogénea de cuentas estelares sin efectos notables de extinción (incluimos aquí la gran mayoría de trabajos llevados a cabo con el modelo de Besançon: Robin et al. 2000, 2003; Reylé & Robin 2001; y otros).

3.5 2MASS

El *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) (Struskie et al. 1997) ha cartografiado uniformemente el cielo en tres filtros: J, H, y K_s , a fin de detectar y caracterizar fuentes puntuales más brillantes que 1 mJy en cada banda, con una relación señal a ruido mayor que 10 y con precisión astrométrica superior a $0.5''$ (Cutri et al. 2000).

2MASS ha empleado dos telescopios automatizados de 1.3 m de diámetro, uno de ellos ubicado en el Mt. Hopkins (Arizona) y el otro en Cerro Tololo (Chile). Cada telescopio esta equipado con una cámara CCD de 256×256 detectores de HgCdTe (NICMOS3) y observa el cielo de modo simultáneo en J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$), y K_s ($2.17 \mu\text{m}$). El campo de visión de las cámaras es de $8.5' \times 8.5'$, lo que se traduce en una resolución de $2''$. El cartografiado en el Hemisferio Norte dió comienzo en junio de 1997, y en el Hemisferio Sur en marzo de 1998, finalizando ambos en febrero de 2001. Los valores límites de flujo para el survey se definen como los valores 10σ , ya que este límite cumple los requerimientos de completitud (0.99) y fiabilidad (0.9995) necesarios. Estos valores se traducen en unas magnitudes límites de 15.8 en J, 15.1 en H, y 14.3 en K_s . El survey se ha llevado a cabo mediante barridos de 6° en declinación, con un ancho de $8.5'$ en ascensión recta (que se corresponde con el tamaño del detector), y con solapamientos de $0.85'$ en ascensión recta y $\sim 20'$ en declinación entre barridos consecutivos (el solapamiento en declinación se realiza entre el borde superior de un barrido y el inferior del siguiente).

Los datos han sido reducidos en el *Infrared Processing and Analysis Center* (IPAC), y desde 2001 han sido distribuidos a la comunidad científica. Los productos generados por 2MASS se engloban en tres categorías: a) un catálogo de fuentes puntuales que incluye posiciones y flujos para ~ 300 millones de objetos, b) un catálogo de fuentes extensas con

posiciones y magnitudes para más de 1000000 de objetos, y c) un atlas digital del cielo que comprende aproximadamente un 4 millones de imágenes en los tres filtros con un tamaño de 4' x 8' cada una. Los datos pueden ser obtenidos vía ftp a través del servidor web del IPAC (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass>). Desde el inicio de esta tesis, hemos dispuesto de los datos del *Second Incremental Data Release* (2IDR) del survey, que abarca aproximadamente un 47% del cielo con un total de unos 470 millones de fuentes puntuales y 1.6 millones de fuentes extensas. En marzo de 2003, fue publicado el *All Sky Release*, con datos que cubren la totalidad del cielo, y para finales de 2004 se pretende publicar el *Final Release*, que incluye campos observados con mayor profundidad que la nominal del survey.

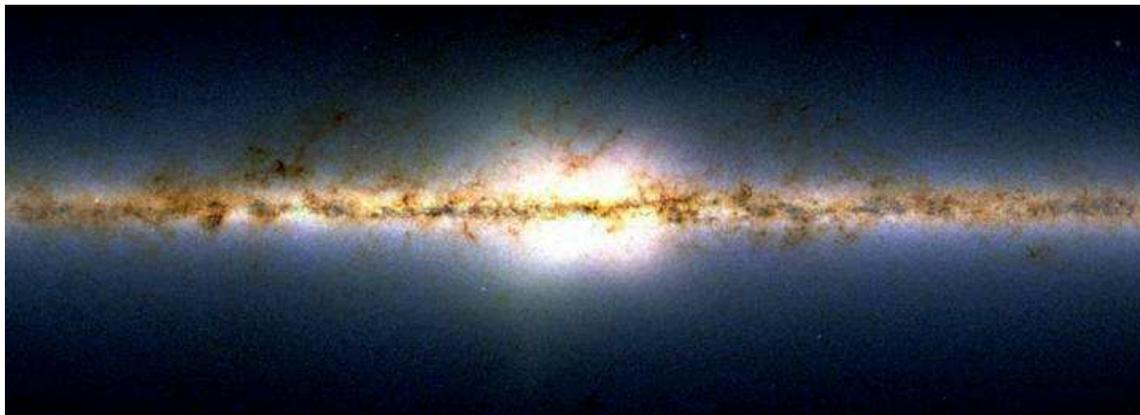


Figura 3.3: Mapa de la Vía Láctea en el infrarrojo cercano en la dirección del centro galáctico, tomado por 2MASS (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>).

2MASS corrió inicialmente en paralelo con DENIS en cuanto a tratarse de una base de datos completa y homogénea de fuentes puntuales en el infrarrojo cercano, abriendo un nuevo camino en el análisis de las regiones más oscuras de la Galaxia, y completando el censo de galaxias conocidas más brillantes que $K_s=13.5$. En la actualidad, gracias a sus mejores magnitudes límite, y a la total cobertura de cielo que ofrece, podemos afirmar que 2MASS ha desbancado completamente a DENIS y se ha convertido en el survey infrarrojo más importante en la actualidad. El número de trabajos realizados con los diferentes *releases* del survey es ingente⁴. Por mencionar algunos, podemos citar trabajos en campos tan diferentes como análisis de cúmulos estelares (Dutra & Bica 2001; Ivanov et al. 2002; Borissova et al. 2003), -y no sólo en nuestra Galaxia- (Galleti et al. 2004), población de enanas marrones (Gizis et al. 1999; Burgasser et al. 2000; Close et al. 2002; Schuh et al. 2003), colas de marea y galaxias enanas (Rocha-Pinto et al. 2003; Skrutskie & Majewski 2003; Majewski et al. 2003, 2004; Martin et al. 2004), y estructura Galáctica (Alard 2000; Ojha 2001; López-Corredoira et al. 2002, 2004a,b; Cabrera-Lavers et al. 2004). Entre todos ellos incluimos los trabajos que han ido surgiendo a medida que se realizaba esta tesis, y es que 2MASS, junto con el survey TCS-CAIN (que describiremos en el capítulo 4), ha constituido la base de datos fundamental para la realización de ésta.

⁴Para hacerse una idea, en el ADS hay más de 310 referencias que incluyen 2MASS en el título.

3.6 MSX

El *Midcourse Space Experiment* (MSX) realizó un cartografiado de todo el plano de la Galaxia cubriendo completamente el rango $|b| \leq 5^\circ$ en cuatro bandas en el infrarrojo medio entre 6 y 25 μm con una resolución espacial de $\sim 18.3''$. MSX fue lanzado el 24 de abril de 1996 siguiendo una órbita polar a ~ 900 km de altura, y con un tiempo estimado de misión de 5 años aproximadamente (los detalles del satélite y los experimentos que en él se encontraban se hallan resumidos en el trabajo de Price et al. (2001)). El satélite MSX incluyó un experimento astrofísico (SPIRIT III⁵) diseñado para adquirir fotometría en el infrarrojo medio del plano Galáctico, así como de otras regiones que, o bien no fueron cubiertas por el satélite IRAS, o bien constituían zonas en las que los datos de IRAS fueron confusos debido a la alta densidad estelar, con una resolución de $18.3''$, 50 veces menor que la proporcionada por IRAS en las bandas de 12 y 25 μm .

MSX trabaja en 6 bandas diferentes entre 4 y 21 μm . Los datos más sensibles fueron adquiridos usando un filtro a 8.3 μm , denominado filtro A, con un ancho de banda de 3.4 μm , lo que supuso un rango no cartografiado previamente (al igual que sucede con las bandas B y D). De hecho, la inmensa mayoría de las 300 000 fuentes puntuales detectadas con MSX sólo se encuentran como detecciones a 8.3 μm , y no tienen contrapartida en el catálogo de fuentes puntuales de IRAS. La banda C (12.1 μm , $\Delta\lambda=1.7$ μm) es una banda análoga a las centradas a 12 μm empleadas en IRAS (Egan et al. 1999) y COBE/DIRBE (banda 5), pero más estrecha y menos sensible que la banda D. Los datos obtenidos con los filtros a 14.7 μm y 21.3 μm ($\Delta\lambda=2.2$ μm y 6.2 μm , respectivamente), aunque menos sensibles que la banda A son también de gran interés dado que se está interesado principalmente en objetos muy enrojecidos. La banda E es análoga a la banda 6 de COBE/DIRBE y es comparable con la banda de 25 μm de IRAS (Egan et al. 1999). Finalmente, las bandas B (B₁ y B₂), muy estrechas, fueron diseñadas para experimentos localizados en la atmósfera de la Tierra, por lo que no proporcionan datos de utilidad astronómica.

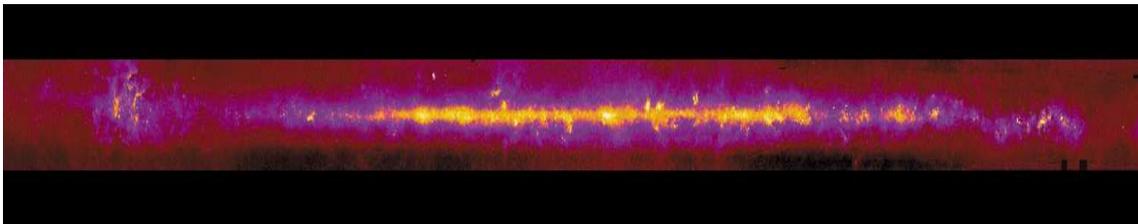


Figura 3.4: Mapa de la Vía Láctea en el infrarrojo medio para $|b| < 5^\circ$ obtenido a través del instrumento SPIRIT III, a bordo del satélite MSX (Price et al. 2001).

La excelente sensibilidad en las bandas 6.8-10.8 μm , junto con la resolución proporcionada (con una precisión astrométrica de $\sim 2''$), produjo observaciones hasta flujos más bajos y con mayor resolución que la proporcionada por cartografiados previos. De este modo, MSX se coloca en un punto intermedio entre cartografiados completos de cielo en el infrarrojo medio con baja resolución y sensibilidad moderada, como IRAS o COBE/DIRBE, y los

⁵La descripción completa del diseño y desarrollo del instrumento puede encontrarse en Ames & Burton (1993, 1994).

satélites ISO o SPITZER, que presentan mayor resolución y sensibilidad, pero con una cobertura espacial baja.

La versión final del catálogo de fuentes puntuales de MSX está disponible en la dirección <http://www.ipac.caltech.edu/ipac/msx/>. La versión 1.2 del mismo fue presentada en junio de 1999 (Egan et al. 1999), conteniendo 3 veces el número de fuentes que proporcionaba IRAS en la misma región. Con estos datos, se han llevado a cabo numerosos estudios de estructuras como las nubes oscuras infrarrojas (IRDCs) (Carey et al. 1998, 2000), concentradas en el anillo molecular de la Galaxia, la Gran Nube de Magallanes (Egan et al. 2001), y análisis globales de componentes Galácticas como el plano (Lumsden et al. 2002) y el centro Galáctico (Simpson et al. 1998, 1999). Cuentas estelares de MSX a $14.7 \mu\text{m}$ han sido utilizadas también en esta tesis para el análisis del disco interno de nuestra Galaxia (López-Corredoira et al. 2004a) (ver capítulo 7).

3.7 ISOGAL

ISOGAL⁶ consiste en un survey infrarrojo multibanda con gran resolución espacial que cubre la región central del bulbo Galáctico y el disco interno de la Galaxia. ISOGAL emplea imágenes con amplia cobertura espacial a $7 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ obtenidas con el instrumento ISOCAM (Cesarsky et al. 1996; Blommaert et al. 2001) a bordo del satélite *Infrared Space Observatory* (ISO), combinadas con otras obtenidas en el infrarrojo cercano, como resultado del survey DENIS (ver §3.4) (Omont et al. 2003).

ISOGAL es el survey extenso más profundo del que se dispone hoy en día en el infrarrojo medio. Los datos de ISOCAM son más sensibles y presentan una mayor resolución espacial que los obtenidos con MSX en la banda de $8 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$, y es dos órdenes de magnitud más profundo que IRAS en el disco Galáctico central, aunque tanto MSX como IRAS proporcionan una mayor cobertura espacial, al haber observado la totalidad del disco de la Galaxia.

El programa de observaciones de ISOGAL se extendió desde enero de 1996 hasta abril de 1998, o sea, durante toda la misión de ISO. Las observaciones de ISOGAL se realizan mediante pequeños barridos orientados en coordenadas galácticas, en donde una observación básica consiste en una imagen de 32×32 píxeles, combinadas de cuatro en cuatro. En cada barrido se observan 19 *frames* como éste, con lo que considerando un tamaño de pixel de $6''$, produce que cada barrido cubre $90''$ en una dirección y $150''$ en la otra (cuando las observaciones se realizan con una resolución de $3''$, el área cubierta es la mitad). Es importante destacar que el desalineado de los barridos con los ejes del detector producen que cada posición no sea observada de modo regular. El área total cubierta por el survey ISOGAL es de ~ 15.6 grados², de los cuales 10.7 han sido observados en 7 y $15 \mu\text{m}$, 2.1 sólo han sido observados a $7 \mu\text{m}$ y finalmente, 2.8 únicamente en $15 \mu\text{m}$. Las observaciones están distribuidas a lo largo del disco Galáctico interno ($|l| < 30^\circ$, $|b| < 1^\circ$), mientras que la región central ($|l| < 1.5^\circ$, $|b| < 0.5^\circ$) ha sido completamente observada al menos en una de las dos bandas, excepto en la región central. En esta zona se ha evitado la observación de regiones de formación estelar activa, ya que las fuentes brillantes pueden saturar los

⁶Una descripción completa del survey y de los principales objetivos científicos del mismo la podemos encontrar en los trabajos de Schuller et al. (2003) y Omont et al. (2003).

detectores (Schuller et al. 2003).

La versión 1 del catálogo de fuentes puntuales de ISOGAL (ISOGAL-PSC-V1) está disponible en el CDS, y a través de la página web del proyecto (www-isogal-iap.fr/). Este catálogo incluye identificaciones cruzadas con fuentes de DENIS, con una precisión astrométrica menor que $0.5''$, y una precisión fotométrica de 0.2 mag r.m.s. El catálogo presenta magnitudes dadas en I, J, K, $7\ \mu\text{m}$ y $15\ \mu\text{m}$ para un total de 105 000 fuentes, la mitad de ellas con detecciones en $7\ \mu\text{m}$ y $15\ \mu\text{m}$, y un 78 % con asociaciones con DENIS. Los primeros resultados científicos que está obteniendo ISOGAL incluyen: el estudio de la estructura Galáctica (Burgdof et al. 2000; Ortiz et al. 2002), la realización de un censo completo de AGBs con pérdida de masa en campos del bulbo interno y en algunas partes del disco de la Galaxia (Pérault et al. 1996; Omont et al. 1999; Glass et al. 1999; Ojha et al. 2003), estrellas del tipo de la RGB, así como objetos jóvenes estelares muy masivos (YSOs) también son bien caracterizados por ISOGAL (Felli et al. 2000, 2002; Schuller 2002), la caracterización de la extinción interestelar (Jiang et al. 2003), e incluso de las nubes oscuras infrarrojas detectadas por primera vez por IRAS (Hennebelle et al. 2001).

3.8 GLIMPSE

El *Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE) es un survey en el infrarrojo cercano y medio de $2/3$ del interior del disco Galáctico con una resolución espacial de $\sim 2''$. El survey se realiza desde el satélite americano SPITZER, lanzado el 25 de agosto de 2003, empleando para ello la *Infrared Array Camera* (IRAC) (Fazio et al. 2003), una cámara cuatro canales que observa simultáneamente en 3.6 , 4.5 , 5.8 y $8.0\ \mu\text{m}$ mediante dos detectores adyacentes con un campo de visión de $5.2' \times 5.2'$ cada uno, hasta cubrir un área total aproximada de 220 grados² en el rango $10^\circ < |l| < 65^\circ$, $|b| \leq 1^\circ$. Como se ve, no se incluye la zona central de la Galaxia debido a la gran confusión de fuentes que sufre y al alto valor del fondo de cielo en esta región. No obstante, con el área cubierta se observa una región que contiene la mayoría de la actividad de formación estelar y un $\sim 70\%$ del gas molecular de la Galaxia, permitiendo analizar la población de la barra central, y algo de la población estelar del bulbo, además de que el corte a $|l| = 65^\circ$ permitirá el estudio del anillo molecular y las zonas tangenciales a los brazos espirales de Norma y Sagitario.

El equipo de trabajo de GLIMPSE se ha centrado principalmente en la realización de dos importantes aspectos científicos. Por un lado, el estudio de la estructura interna de la Galaxia, incluyendo el disco, el anillo molecular, posición de los brazos espirales y la barra central, tal como son trazados por la distribución espacial de las estrellas y de las regiones de formación estelar. Por el otro, conocer cual es la estadística y la física de la formación estelar en función de la masa, grado de evolución, y su localización en la Galaxia.

Los datos de los que se dispondrá gracias a GLIMPSE incluyen: un catálogo de fuentes puntuales (GPSC), un archivo de fuentes puntuales observadas con sensibilidad mayor de 5σ (GPSA) y finalmente un atlas de imágenes con todo el área cartografiada en las cuatro bandas de IRAC, generado mediante mosaicos de las observaciones individuales.

GLIMPSE dió comienzo a principios de marzo de 2004, y en septiembre de 2004 se completará la totalidad de las observaciones en el cuarto cuadrante ($|l| < 0^\circ$). Los datos aún están en fase de reducción y no han sido hechos públicos todavía (el primer grupo de datos se espera que estén disponibles en septiembre de 2004). Sin embargo, si que

han comenzado a producirse resultados preliminares con otros de los proyectos científicos de SPITZER que también hacen uso de la cámara IRAC (Smith et al. 2004; Paher et al. 2004; Megeath et al. 2004). Para más detalles, se recomienda la página web del proyecto <http://www.astro.wisc.edu/sirtf/>.

A modo de resumen, en la Tabla 3.1 se enumeran los distintos surveys infrarrojos comentados en este capítulo, incluyendo algunas de sus características principales, como son: las longitudes de onda centrales de los filtros empleados, la resolución espacial obtenida y el área de cielo cubierta por cada uno de ellos. En el caso concreto de ISOGAL, que combina datos de DENIS con observaciones realizadas con el satélite ISO, los valores tabulados corresponden únicamente a éste último. También se ha incluido el survey TCS-CAIN desarrollado completamente por nuestro grupo, cuya descripción detallada se llevará a cabo en el capítulo 4.

Tabla 3.1: Sumario de los distintos surveys infrarrojos mencionados en este capítulo

Survey	Fecha	λ (μm)	D(m)	Resolución	área
IRAS	1983-1983	12 25 60 100	0.57	2-6'	96% del cielo
DIRBE	1989-1990	1.25 15-30 2.2 40-80 3.5 80-120 4.9 120-200 8-15 200-300	0.19	0.7°	100% del cielo
TMGS	1988-1995	2.2	1.52	15"	$-5^\circ < l < 30^\circ$, $ b \leq 15^\circ$ $30^\circ < l < 180^\circ$, $ b \leq 5^\circ$
MSX	1996-1997	8.3 (A) 4.29 (B ₁) 4.35 (B ₂) 12.1 (C) 14.7 (D) 21.3 (E)	0.35	18.3" 18.3" 18.3" 18.3" 18.3" 18.3"	$0^\circ \leq l < 360^\circ$ $ b \leq 5^\circ$
DENIS	1995-2001	0.82 1.25 2.15	1.0	3"	97% del Hemisferio Sur
2MASS	1997-2001	1.25 1.65 2.15	1.3	2"	100% del cielo
TCS-CAIN	1999-2004	1.25 1.65 2.15	1.52	1"	~600 campos de 0.07 grados ²
ISOGAL	1996-1998	7 15	1.0	3 - 6"	~16 grados ² en $ l < 30^\circ$, $ b < 1^\circ$
GLIMPSE	2003-en progreso	3.6 4.5 5.8 8.0	0.85	2" 2" 2" 2"	$10^\circ < l < 65^\circ$ $ b \leq 1^\circ$

3.9 Bases de datos para el análisis de la estructura galáctica

Para la realización de esta tesis contamos principalmente con tres fuentes de datos, correspondientes a los surveys 2MASS y DENIS, y a los datos recogidos en el TCS a lo largo de distintas campañas de observación. La correlación de los datos de unas fuentes con otras permitirá en un futuro próximo contar con un catálogo completo de la Vía Láctea en la que podamos tener para fuentes puntuales magnitudes medidas en cuatro filtros diferentes, ya que a los comunes de J y K_s se unen el filtro I de DENIS y el H de 2MASS y TCS-CAIN. De este modo, los distintos surveys pueden usarse de modo complementario, de manera que sea posible realizar un análisis de la estructura galáctica en base a cuentas estelares combinando las cuentas obtenidas en cada uno por separado, previa correlación en busca de cualquier diferencia fotométrica que pudiera haber entre ellos.

3.9.1 Correlación entre 2MASS y DENIS

Hasta que 2MASS no suministre la totalidad de los datos correspondientes al *All Sky Release* del survey, DENIS se convierte en un complemento muy útil a éste, ya que los datos correspondientes al Hemisferio Sur procederán en su mayoría de este survey europeo (ver Figura 3.5). Por tanto, se hace necesario un análisis para determinar hasta que grado podemos considerar las cuentas estelares obtenidas con uno u otro survey como equivalentes. Los datos 2MASS con los que contamos proceden del 2IDR del survey, mientras que los datos de DENIS con los que hemos realizado esta correlación provienen de la base pública del CDS (<http://cdsweb.u-strasb.fr/denis.html>), sin embargo, se esta llevando a cabo una revisión de estos datos a través del *Paris Data Analysis Centre* (PDAC) obteniéndose mejoras importantes tanto en la fotometría como en la astrometría. Gracias a pertenecer al Consorcio DENIS, nuestro grupo estará en disposición de acceder a estos datos tan pronto como sean disponibles.

Hemos realizado una correlación fotométrica y astrométrica entre 2MASS y DENIS, en busca de alguna diferencia sistemática entre ambos, que impida la realización de cálculos basados en cuentas estelares como combinación de ellos. Seleccionamos 17 regiones donde hubiera datos disponibles de 2MASS y DENIS, preferentemente en zonas cercanas al plano a lo largo del disco galáctico externo ($220^\circ < l < 275^\circ, |b| < 12^\circ$) donde la detección de fuentes puntuales es mayor. También seleccionamos dos campos galácticos internos para encontrar estrellas que sufran de una mayor extinción y por tanto presenten valores más altos para sus colores infrarrojos. En cada campo, extraemos únicamente las estrellas que presentan detección en todos los filtros (es decir, IJK_s en DENIS y JHK_s en 2MASS) ya que con esta condición casi eliminamos toda posible falsa detección que altere las cuentas. Una vez eliminadas éstas, correlacionamos ambos catálogos empleando únicamente condiciones astrométricas.

Empleamos un radio de búsqueda de $1''$, ya que los dos catálogos han realizado su astrometría empleando el mismo catálogo, USNO-A2.0, y proporcionan una precisión superior $0.5''$ en sus coordenadas. Las estrellas con diferencias menores que $1''$ tanto en ascensión recta como en declinación son consideradas como la misma estrella y extraídas de los catálogos para la obtención de las diferencias medias astrométricas y fotométricas. Hay casos en los que sin embargo el radio de búsqueda debe ser ampliado para que se produzcan

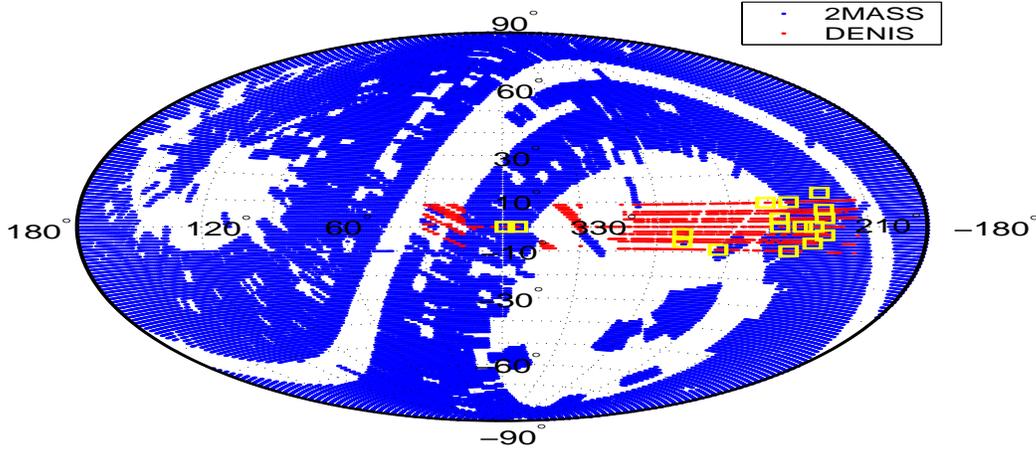


Figura 3.5: Coordenadas galácticas de los campos empleados para la correlación entre 2MASS y DENIS (marcados en color amarillo). Los puntos azules muestran la cobertura espacial del 2IDR de 2MASS. Obsérvese como en la mayoría del Hemisferio Sur, y principalmente en el plano, se carece de datos correspondientes a este *release* del survey.

identificaciones positivas entre los catálogos. En algunos casos se amplió a 2'' e incluso en dos casos fue necesario llegar hasta los 4''. Este hecho no supone ninguna novedad puesto que ya encontramos trabajos en los que se demuestra que hay efectos de distorsión que produce diferencias en la astrometría de hasta 5'' entre estos dos catálogos (Delmotte et al. 2001).

Tabla 3.2: Regiones seleccionadas para la correlación entre 2MASS y DENIS.

$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	RA(J2000)	Dec(J2000)	N	area (grados ²)	r
230	-3	+07:12:17.04	-16:32:32.64	2518	2.85	2''
230	3	+07:34:12.15	-13:42:33.54	2069	2.39	1''
230	6	+07:44:57.31	-12:14:48.71	2111	1.78	1''
230	12	+08:06:06.97	-09:14:52.33	827	3.01	1''
235	-6	+07:10:37.61	-22:20:47.47	1805	1.58	1''
235	0	+07:33:19.91	-19:32:04.48	2035	2.26	1''
240	0	+07:43:54.33	-23:53:25.38	1378	1.03	1''
250	0	+08:07:27.88	-32:26:32.87	1171	2.12	1''
250	3	+08:19:13.11	-30:47:14.38	537	0.51	1''
255	0	+08:20:55.00	-36:36:20.26	333	0.89	1''
245	-9	+07:18:39.64	-32:32:59.27	896	2.50	1''
245	9	+08:28:44.07	-23:17:20.42	792	2.46	2''
275	-9	+08:48:16.77	-57:59:25.55	465	2.16	1''
290	-6	+10:41:19.04	-65:33:01.85	3011	2.71	4''
290	-3	+10:53:59.26	-62:53:04.68	5319	2.71	4''
354	0	+17:30:33.14	-34:00:18.04	1555	0.94	2''
359	0	+17:43:13.12	-29:47:18.16	1106	0.72	1''

Como 2MASS es más profundo que DENIS en casi una magnitud, para obtener las diferencias medias astrométricas y fotométricas sólo consideramos aquellas estrellas que

cumplan que $m_J < 14$ y $m_K < 13$, valores dentro de las magnitudes límite de DENIS. Para los campos del interior galáctico los límites son más estrictos (13 en J y 11 en K) porque DENIS es completo únicamente hasta $m_J = 13.5$ y $m_K = 12$ (Schultheis & Glass 2001). En la Tabla 3.2 se muestran los campos usados para la correlación y sus coordenadas, el área de cielo cubierta, el número de identificaciones obtenidas (N) y el radio de búsqueda empleado (r).

Diferencias astrométricas

Dado que en algunos campos las diferencias astrométricas se disparan hasta $4''$ mientras que en otros son menores que $1''$, obtener una representación gráfica de las diferencias en la astrometría considerando todos los campos en conjunto no es muy informativa. Sin embargo, en la Figura 3.6 se representan las diferencias obtenidas considerando los campos donde un radio de búsqueda de $1''$ fue suficiente para obtener identificaciones. Las diferencias a la hora de calcular las cuentas son insignificantes, aún cuando consideremos variaciones de $4''$ entre las coordenadas, pues las cuentas estelares se obtienen en áreas de aproximadamente 1 grado^2 .

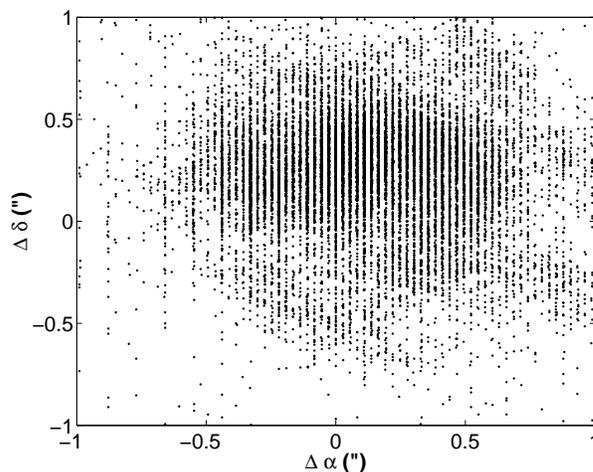


Figura 3.6: Diferencias astrométricas entre DENIS y 2MASS, sólo considerando aquellos campos en los que se ha usado un radio de búsqueda de $1''$.

3.9.2 Diferencias fotométricas

Las Figuras 3.7-3.8 muestran que no hay aparentemente ninguna diferencia sistemática en las magnitudes, obteniéndose unas diferencias medias de $\Delta J = -0.016 \pm 0.001$ (con $\sigma = 0.11$) y $\Delta K_s = -0.023 \pm 0.002$ (con $\sigma = 0.15$). Estas diferencias son compatibles con las obtenidas en otros análisis con datos de 2MASS y DENIS, ya que todos ellos determinan diferencias menores que la décima de magnitud en ambos filtros (Groenewegen 2000; Delmotte et al. 2001; Schultheis & Glass 2001), y permiten determinar que el efecto que cabe esperar por ello en la obtención de cuentas estelares como combinación los datos de 2MASS y de DENIS es prácticamente despreciable.

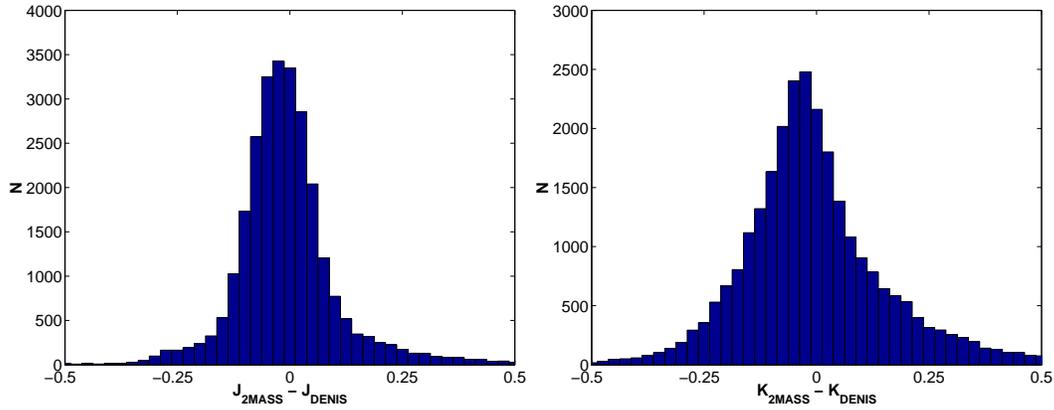


Figura 3.7: Histogramas con las diferencias en magnitudes entre 2MASS y DENIS.

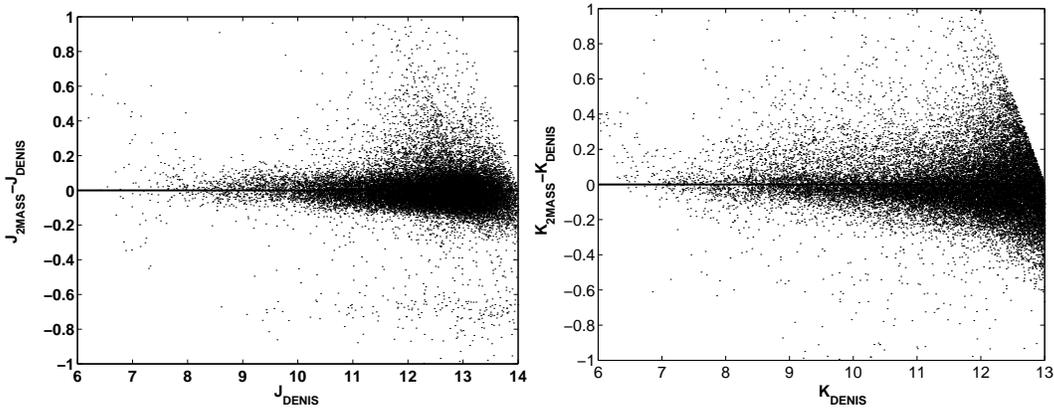


Figura 3.8: $J_{2MASS} - J_{DENIS}$ en función de J_{DENIS} (izqda.) y $K_{2MASS} - K_{DENIS}$ en función de K_{DENIS} (dcha.). No parece haber dependencia con la magnitud, excepto la dispersión típica producida para las magnitudes más débiles.

Distribución de colores

No sólo hemos realizado un análisis individualizado para cada filtro, sino que también hemos analizado el comportamiento del color ($J - K$) medido por uno u otro survey. Para ello, hemos representado el color ($J - K$) medido por 2MASS frente al medido por DENIS, obteniendo un ajuste lineal de pendiente cercana a la unidad, lo que apoya también la idea de que podemos considerar en la práctica equivalentes las cuentas de 2MASS y DENIS y operar con ellas de forma conjunta.

$$(J - K)_{2MASS} = (1.0224 \pm 0.0275)(J - K)_{DENIS} + (-0.0151 \pm 0.0012)$$

El valor de la pendiente obtenida es similar al presentado por Carpenter (2000), que obtuvo un ajuste similar con un valor de 0.981 ± 0.06 para la pendiente. Sin embargo, nosotros contamos con un mayor número de estrellas comunes identificadas, ya que su trabajo comprende únicamente 190 estrellas.

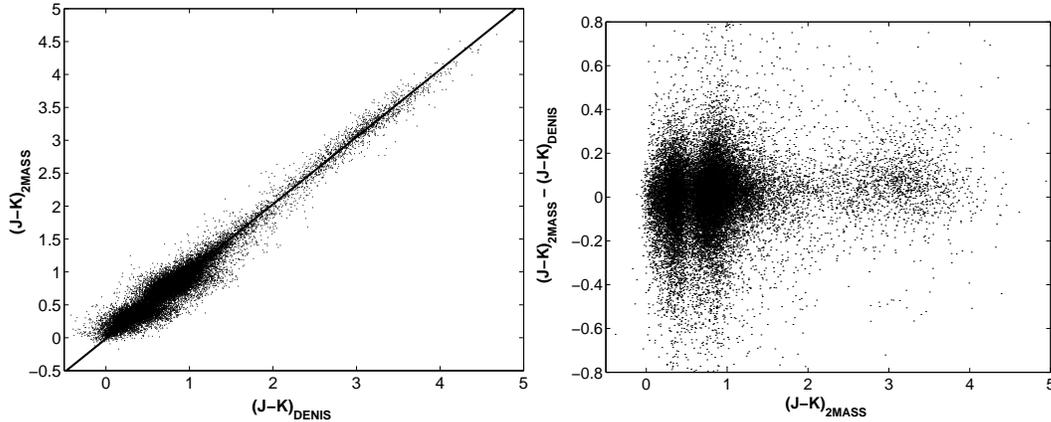


Figura 3.9: Relación entre los colores de 2MASS y DENIS, así como el ajuste lineal obtenido (*izqda.*). La correlación entre ambos es evidente.

Correlación con datos del PDAC

Los datos de DENIS empleados para el análisis anterior proceden de la base pública del CDS, y con ellos se obtienen diferencias fotométricas en cada campo que en el peor de los casos no llegan a superar las 0.2 magnitudes. Sin embargo, en muchos casos estos datos han sufrido un proceso de revisión en el PDAC para mejorar en lo posible tanto la astrometría como la fotometría. En cuatro campos: $l=230^\circ$ $b=3^\circ$, $l=235^\circ$ $b=-6^\circ$, $l=240^\circ$ $b=0^\circ$ y $l=245^\circ$ $b=9^\circ$, en los que las diferencias eran claramente superiores al resto, hemos extraído los datos correspondientes a los mismos a través del acceso privado al PDAC del que nuestro grupo dispone al ser miembros del Consorcio DENIS. Las diferencias fotométricas obtenidas en estos casos siguen siendo insignificantes, con unos valores medios de $\Delta J = -0.012 \pm 0.002$ (con $\sigma = 0.14$) y $\Delta K_s = 0.009 \pm 0.002$ (con $\sigma = 0.13$) (Figura 3.10). Lo mismo sucede con la astrometría, aunque se aprecia una mejora notable respecto al resultado anterior (Figura 3.11).

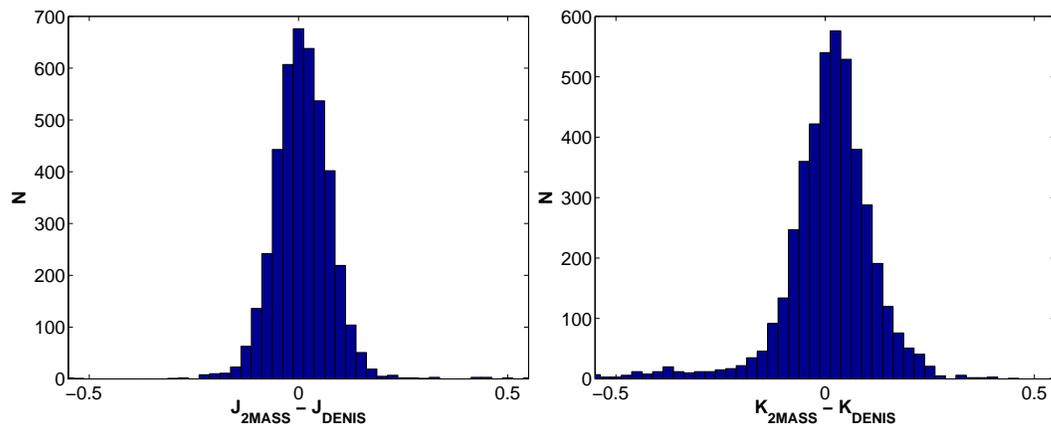
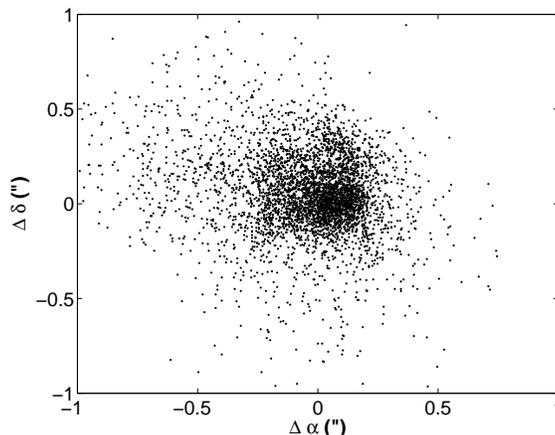


Figura 3.10: Histogramas con las diferencias en magnitudes entre 2MASS y DENIS, considerando únicamente los cuatro campos extraídos del PDAC.

Figura 3.11: Diferencias astrométricas entre DENIS y 2MASS, para los campos extraídos del PDAC.



Esto refuerza nuestra conclusión de que en cualquier caso, los datos de 2MASS y DENIS presentan diferencias inapreciables tanto en su fotometría como en la astrometría, por lo que su utilización combinada para la obtención de cuentas estelares está más que justificada.

3.9.3 Cuentas estelares con 2MASS y DENIS

Para verificar la equivalencia de las cuentas de 2MASS y DENIS hemos obtenido las predicciones de las cuentas para el modelo de disco galáctico que presentamos en López-Corredoira et al. (2002) y que se describe en detalle en el capítulo 6, y lo hemos comparado con las cuentas obtenidas como combinación de los datos de 2MASS y DENIS. Hemos utilizado las cuentas hasta $m_K < 13$ para evitar efectos de completitud en DENIS, menos profundo que 2MASS. Como se ve en las Figuras 3.12-3.13 las predicciones del modelo, cuyos parámetros de estructura galáctica fueron obtenidos únicamente con los datos de 2MASS, están en muy buena concordancia con los datos de DENIS.

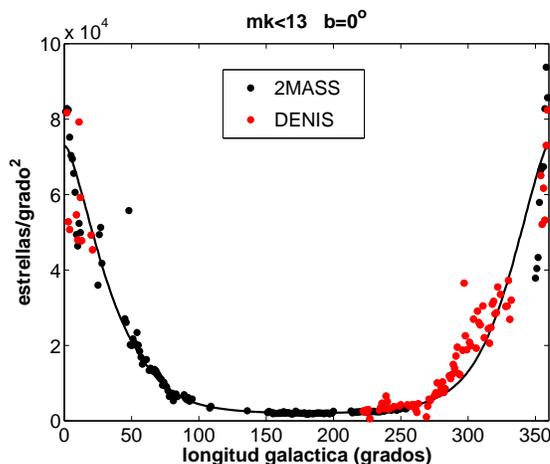


Figura 3.12: Cuentas obtenidas para el plano galáctico con datos de 2MASS y DENIS, junto con la predicción del modelo de disco de López-Corredoira et al. (2002).

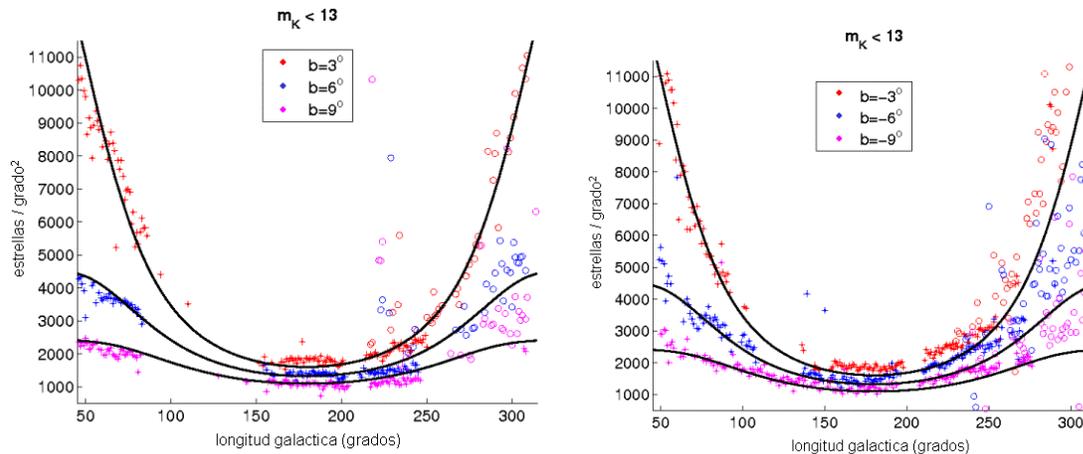


Figura 3.13: Cuentas obtenidas a distintas latitudes galácticas, con las predicciones del modelo de disco de López-Corredoira et al. (2002). Los datos de 2MASS se representan con cruces mientras que los de DENIS se representan con círculos.

Como se ve, las cuentas en la banda K de DENIS y 2MASS pueden considerarse equivalentes, de modo que se puede realizar un análisis global de la estructura del disco de la Galaxia mediante la combinación de las cuentas obtenidas con ambos surveys. A partir del momento en el que el *All Sky Release* de 2MASS esté disponible, será más apropiado usar esa base de datos para estudios globales de la estructura de la Galaxia, ya que se trata de una muestra completa y homogénea. No obstante, DENIS suministra un filtro adicional, el filtro I, con el cual se pueden seguir realizando análisis de poblaciones estelares mediante el uso de diagramas color-color (Finlator et al. 2000; Yanny et al. 2000) del tipo $I - J / J - K_s$, en el que podamos aprovechar la mayor profundidad de 2MASS en los filtros J y K_s respecto a DENIS, sabedores de que las magnitudes en éstos dos filtros serán independientes del survey considerado.

Además de DENIS y 2MASS, para esta tesis se dispondrá de los datos resultantes de las distintas campañas de observación llevadas a cabo con el Telescopio Carlos Sánchez (TCS) en el Observatorio del Teide, a lo largo de lo que hemos bautizado como *TCS-CAIN survey*, y que se pasará a describir con total profundidad en el siguiente capítulo.

4

TCS-CAIN: Survey infrarrojo del plano de la Vía Láctea

En el capítulo anterior, hemos visto la importancia que los survey infrarrojos tienen en el estudio de la estructura a gran escala de nuestra Galaxia, describiendo sucintamente las principales características de los dos surveys más importantes de los que disponemos hoy en día en cuanto a cobertura espacial se refiere: el europeo DENIS y el norteamericano 2MASS. Sin embargo, gran parte del trabajo desarrollado en esta tesis ha consistido en la realización observacional, procesado y análisis de TCS-CAIN, un survey infrarrojo elaborado completamente por nuestro grupo durante más de 6 años ininterrumpidos de observaciones con el Telescopio Carlos Sánchez (TCS, Observatorio del Teide); un cartografiado realizado con la idea de completar, y mejorar en algunos aspectos puntuales, las prestaciones de los dos surveys anteriormente mencionados.

4.1 Origen del survey

Con ocasión del lanzamiento de la misión espacial *Wide Infrared Explorer* (WIRE), nuestro grupo obtuvo la única concesión de tiempo no U.S.A. (I.P.: Francisco Garzón) con una propuesta que pretendía estudiar en detalle la estructura estelar del disco galáctico haciendo un uso combinado de observaciones en tierra (TCS) y desde el espacio (WIRE), más los surveys ya existentes (DENIS, 2MASS). El lanzamiento fallido del WIRE imposibilitó llevar a buen término el proyecto, pero, en vista de los resultados preliminares del trabajo preparatorio, se decidió continuar con el trabajo observacional desde tierra. Para ello se ha empleado el Telescopio Carlos Sánchez (1.52 m) del Observatorio de Izaña (Tenerife), con la cámara infrarroja CAIN.

4.1.1 CAIN: CAmara INfarroja del Telescopio Carlos Sánchez

CAIN¹ es una cámara diseñada para trabajar en el infrarrojo construida en el área de instrumentación del IAC para operar en el Telescopio Carlos Sánchez (1.52 m) situado en el observatorio del Teide (OT), instalada por primera vez en 1994. Está específicamente dedicada al rango del infrarrojo cercano, más concretamente en el intervalo 1-2.5 μm .

El detector consiste en un mosaico de 256 x 256 elementos fotosensibles de HgCdTe (tecnología NICMOS3) dividido en cuatro cuadrantes de 128 x 128 píxeles cada uno, sensibles en el intervalo de interés, y con cuatro electrónicas de polarización y lectura independientes, cada una controlando cada uno de los cuadrantes. El tamaño físico de los píxeles es de 40 μm , lo que se corresponde con una escala de 0.4" pix^{-1} en el plano focal con la óptica de campo estrecho "N" (*narrow*) ó de 1" pix^{-1} con la óptica de campo ancho "W" (*wide*).

A medida que la calidad del telescopio fue mejorando, se realizaron variaciones en la estructura de la cámara para aumentar las prestaciones del conjunto telescopio/cámara. Así, en 1997 se pasó a la configuración de CAIN-I, lo que supuso una serie de modificaciones realizadas manteniendo la configuración inicial, y a principios de 1999 se pasó a CAIN-II, que constituye la configuración actual empleada en esta tesis. Los cambios realizados para pasar a CAIN-II afectaron en todos los ámbitos de electrónica, mecánica y software, pero el más destacado consistió en la sustitución de la electrónica de adquisición original, basada en transpondedores, por un controlador del tipo SDSU (*San Diego State University*), que ya operaba en otras cámaras de estas características. Este controlador permitió aumentar la velocidad de lectura para toda la imagen a 50 *ms*, lo que disminuyó los tiempos de exposición necesarios. Así se pudieron introducir nuevos modos de lectura para mejorar la razón señal/ruido a la hora de realizar las observaciones.

Los modos de lectura disponibles después de estas modificaciones son cuatro (Joven et al. 1999; Acosta 1999): Simple, CDS (*Correlated Double Sampling*), Fowler y Rampa. El modo usado a lo largo del survey TCS-CAIN es el modo *Fowler*, por lo que describiremos éste en profundidad. Se trata de una ampliación del modo de lectura CDS que ya poseía CAIN-I, con el cual se tomaban dos lecturas, una después del RESET y otra al final del tiempo de exposición, para restar una de otra al generar la imagen final. En el modo *Fowler* se realizan N medidas en lugar de dos, N/2 se toman al principio, antes del tiempo de exposición considerado, y otras N/2 después del mismo. Esto nos proporciona dos imágenes, una inicial y otra final, cada una de ellas resultante de promediar las N/2 imágenes individuales. Por tanto, se trata de un modo de lectura no destructivo, ya que entre las diferentes imágenes no se resetea el detector en ningún momento. De esta forma, al restar entre ambas imágenes se pueden eliminar posibles residuos de carga que quede después de realizar los RESETS. El número total de medidas debe ser par y mayor que 2, pero nosotros utilizamos exclusivamente N=8. Con esto se reduce el número de lectura al promediar varias imágenes para obtener el resultado final, lo cual es muy útil a la hora de observar objetos cuya señal es muy débil. El tiempo total en el que se lleva a cabo un ciclo será el que se necesita para realizar dos RESETS, un *short delay* o tiempo de estabilización después de los RESETS (que será de 50 *ms*) y el tiempo de exposición requerido (Figura 4.1).

¹Para una descripción exhaustiva de las prestaciones y características principales de CAIN recomendamos la lectura del trabajo de Castro-Rodríguez (2002), que ha sido la fuente bibliográfica principal de esta sección.

Así:

$$T = (2 \times 50 \text{ ms}) + 50 \text{ ms} + (N_{lec} \times 50 \text{ ms}) + \text{SET}$$

$$\text{SET} = T_{exp} - \left(\frac{N}{2} \times 50 \text{ ms} \right)$$

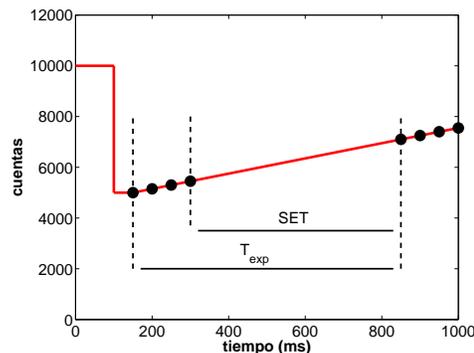


Figura 4.1: Esquema del modo de lectura *Fowler*. Después de los RESETS se llevan a cabo $N/2$ medidas consecutivas, y después del tiempo de exposición, otras $N/2$. Los puntos indican el momento exacto en el que tienen lugar las medidas.

Hay un problema con la electrónica de los detectores NICMOS que hace que quede carga residual en el chip después de realizar tanto los RESETS como una exposición cualquiera, descargándose espontáneamente con una constante de tiempo del orden de varios segundos. Este nivel de carga es variable dependiendo de factores tales como el valor exacto de la polarización, etc. Para paliar esto, se introducen en la secuencia de observación una serie de imágenes antes y después del tiempo de exposición que serán desechadas a la hora de grabar en el disco (*wasted images*), cuya misión será la de eliminar las generaciones de carga espontánea en el intervalo de tiempo entre las dos lecturas. Así, en el modo de observación empleado en el survey, se eliminan las ($wasted/2$) primeras imágenes, se salvan las $N/2$ siguientes, y en la segunda parte primero se salvan las $N/2$ imágenes llegadas, desechando las últimas ($wasted/2$) imágenes (López-Corredoira & Garzón 2000).

4.2 Desarrollo del survey. Adquisición de los datos

Las observaciones se realizan empleando los filtros J, H, K_s con la cámara CAIN en modo W (escala de píxel de $1'' \text{ pix}^{-1}$), y tiempos de exposición totales de 15 s en los filtros J y H, y de 16 s en K_s . Cada exposición se divide en una sucesión de imágenes con tiempos de exposición cortos, nominalmente de tan sólo 3 s en J y H, y de 2 s en K_s , para evitar efectos de saturación. Como se mencionó anteriormente, el modo de lectura empleado es el *Fowler* con 8 imágenes por ciclo, y con 2 imágenes desechadas al principio para eliminar las cargas que se almacenan en el detector a medida que transcurre el tiempo.

Los apuntados se corresponden con campos distribuidos en su mayoría a lo largo del plano de la Galaxia, o no muy lejos de él ($|b| \leq 10^\circ$). Las coordenadas centrales de cada campo vendrán definidas por sus coordenadas Galácticas correspondientes (l, b) y cada campo observado se completa realizando 3 barridos de declinación constante, con 5 posiciones (que a partir de ahora denominaremos *frames*) en cada barrido (o sea, un total de 15 *frames* por campo) con solapamientos de aproximadamente $20''$ entre dos *frames* consecutivos. En las áreas de mayor interés, el número de barridos aumenta a 5, para un total

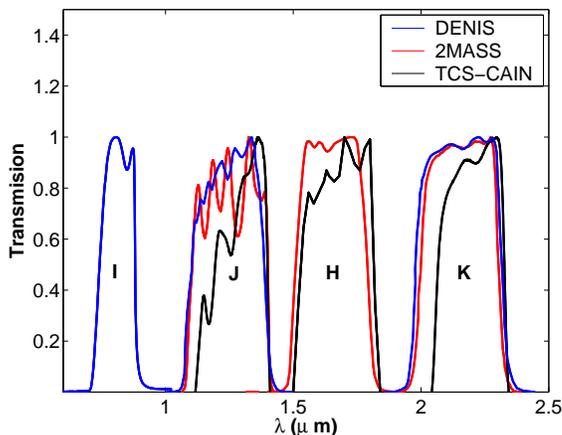


Figura 4.2: Curvas de transmisión normalizadas de los filtros de TCS-CAIN, en comparación con los filtros de 2MASS y DENIS.

de 25 *frames*. Dado a que el campo de visión de CAIN es de $4.25' \times 4.25'$, se cubre para cada posición un área de cielo de aproximadamente 0.07 deg^2 (en una retícula de $12' \times 20'$). Por norma general, los campos ubicados fuera de plano ($|b| \geq 2^\circ$) sólo han sido observados en los filtros J y H, dado que la extinción es tan baja comparada con el valor en el plano, que hace que las cuentas estelares en H y K_s sean prácticamente equivalentes, así como los colores ($J - K_s$) y ($J - H$) (Figura 4.3).

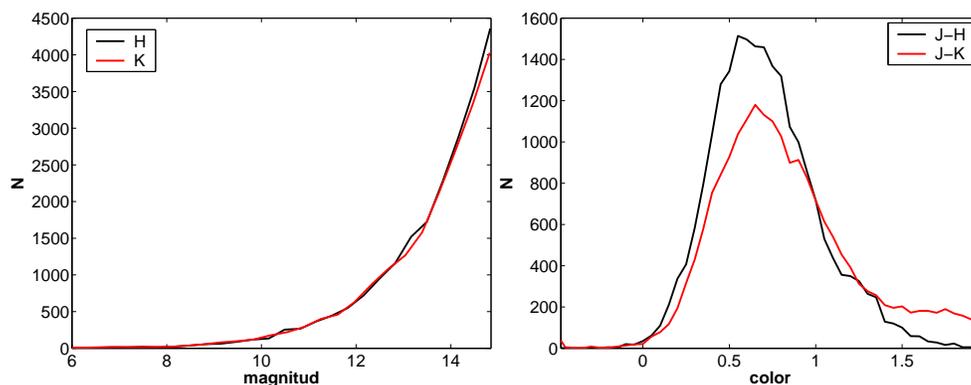


Figura 4.3: Comparativa entre las distribuciones de magnitud y color en los filtros H y K_s para campos observados fuera de plano. Los datos corresponden a la totalidad de campos observados fuera de plano en los tres filtros. Se observan pequeñas diferencias en la distribución de colores, debido seguramente a efectos de extinción (que estarán afectando en mayor medida al filtro J), ya que la distribución de magnitudes sí que es más o menos coincidente.

Con este survey se logran unas magnitudes límites (definidas por el valor de completitud) de 17 en J, 16.5 en H y 15.2 en K_s (Figura 4.4) -valores determinados excluyendo aquellas zonas donde domina la confusión de fuentes, tales como el plano galáctico y la región del bulbo-, con lo que obtenemos mayor profundidad que con 2MASS y DENIS, a resultados del mayor tamaño del telescopio y de emplear tiempos de exposición más largos (Tabla 4.1)². Estos valores podrán cambiar en función de la zona considerada de la Galaxia debido a

²Los valores límite por sensibilidad son del orden de una o dos magnitudes aún más bajos.

la diferente densidad de fuentes. Para el interior Galáctico, por ejemplo ($|l| \leq 30^\circ$), las magnitudes límites alcanzadas son, respectivamente, 16.5 en J, 15.4 en H y 14.5 en K_s .

Figura 4.4: Histograma de magnitudes del survey TCS-CAIN en los filtros J, H y K_s , tomando los campos para $l > 10^\circ$ y $|b| \geq 2^\circ$ (un total de 4630276 estrellas). Se observa que el número de estrellas en K_s es notablemente menor que en J y H, ya que para $|b| \geq 2^\circ$, por norma general, no se observa en este filtro.

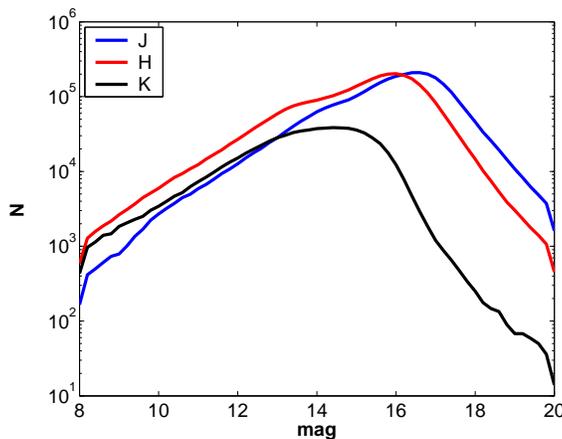


Tabla 4.1: Comparativa entre las magnitudes límite de completitud alcanzadas en TCS-CAIN respecto a 2MASS y DENIS, en función de las coordenadas galácticas consideradas

$ l < 45^\circ$	J	H	K_s	$ l > 45^\circ$	J	H	K_s
2MASS	14.8	13.8	13.5	2MASS	15.8	15.1	14.3
DENIS	13.5	-	12	DENIS	16.5	-	14
TCS-CAIN	16.1	15.4	14.5	TCS-CAIN	17	16.5	15.2

4.2.1 El modo *long*

A lo largo de las distintas campañas se han observado también algunos campos con tiempos de integración mayores (cinco veces el tiempo de integración nominal del survey), con el objeto de ganar mayor profundidad en el mapeo galáctico. A este modo de observación se le bautizó *long*, en contraposición al modo *short*, con el que nos referimos al modo nominal del survey. Esto se ha mostrado como una buena estrategia, al ganarse casi 1.2 magnitudes en K_s para campos con $l > 45^\circ$. Para campos del interior galáctico ($l < 45^\circ$) al estar limitados principalmente por confusión de fuentes, el aumento en los tiempos de exposición no supone ganancia alguna en la detección. En la Figura 4.5 se muestran las curvas de crecimiento normalizadas para dos campos observados tanto en modo *short* como en *long*. Como se ve, para el campo $l = 33^\circ$, $b = 0^\circ$ apenas se aprecia la ganancia en profundidad, por estar dominados por confusión de fuentes, al contrario que ocurre en $l = 75^\circ$, $b = 0^\circ$ donde se aprecia una ganancia de al menos una magnitud del modo *long* respecto al modo *short*.

4.2.2 Cámara de campo estrecho, "N"

Además de la obtención de datos con el modo *long*, también fueron realizadas observaciones con la cámara de campo estrecho de CAIN, que posee una escala de pixel de $0.4'' \text{ pix}^{-1}$.

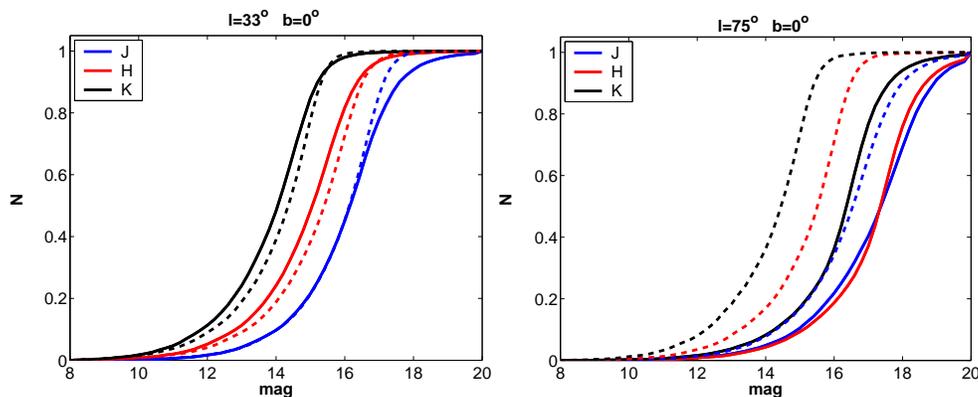


Figura 4.5: Comparativa entre la completitud del survey CAIN en campos donde se realizan barridos con alta exposición (línea continua) y sin la misma (línea discontinua), para campos del interior (*izqda.*) y del exterior galáctico (*dcha.*).

Con este modo de observación, ganamos aún más profundidad que con el survey nominal por el hecho de estar menos limitados por confusión de fuentes. Sin embargo, los campos observados disminuyen en un factor 6.25 el área total observada (0.012 grados² en lugar de 0.07 grados² por apuntado). Por este motivo, a efectos de obtención de cuentas estelares la incertidumbre debida al error de la medida del área hace que estos datos sean de poco valor, pero sin embargo, para la observación de alguna estructura concreta y bien localizada, como por ejemplo puede ser el extremo de la barra Galáctica o zonas interiores del bulbo, la ganancia de resolución compensa la posible pérdida de cobertura espacial. Hemos hecho la prueba con el campo $l = 27^\circ$ $b = 0^\circ$, coincidente con el extremo de la barra de la Galaxia. Como se observa en la Figura 4.6, la ganancia en el número de detecciones es más que evidente, lo que apoya el uso de este modo de observación como un instrumento interesante para desentrañar las estructuras más densas de la Galaxia.

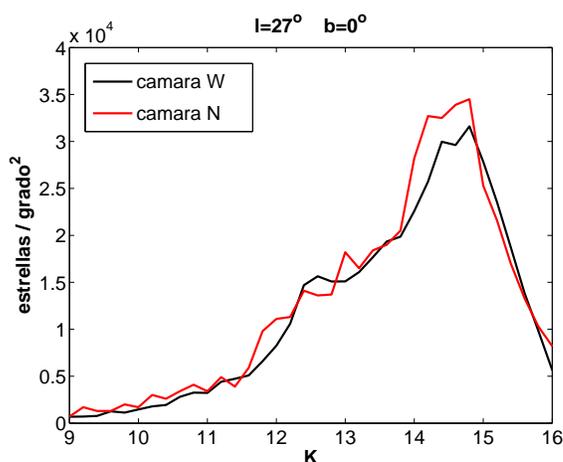


Figura 4.6: Comparativa entre el número de estrellas por grado² detectadas en la banda K usando la cámara de campo ancho "W" y la de campo estrecho "N" de CAIN en el campo $l = 27^\circ$ $b = 0^\circ$. El número de detecciones es mayor en el caso de la cámara de campo estrecho "N" aunque el área cubierta sea significativamente menor (es por ello que normalizamos por el área a la hora de comparar los resultados).

4.2.3 Campañas de observación

La recopilación de datos dió comienzo a mediados de 1999, dándose por concluído el trabajo en julio de 2004, una vez que se dispone de suficientes datos para cumplir los objetivos del survey, y una vez que la totalidad de datos del *Final Release* de 2MASS parece estar próxima a su publicación.

En la Tabla 4.2 se enumeran las distintas campañas de observación realizadas a lo largo del survey, describiendo el modo de obtención de los datos (*short* o *long*), el número total de campos observados en cada campaña, así como el número de noches observadas y perdidas por diversos problemas (en su mayoría por mal tiempo). El número de campos observados depende del tipo de observación, ya que el modo *short* permite observar 5 veces más campos por noche que el modo *long*, a lo que hay que añadir los diferentes cambios en la electrónica de CAIN que han provocado un descenso en el tiempo de los *overheads*³.

Tabla 4.2: Sumario de las campañas de TCS-CAIN

Fechas	Número de campos	Tipo (short/long)	Noches observadas	Noches perdidas
6-20 Jun 1999 †	35	short	6	1
6-12 Sep 1999	112	short	7	–
6 - 30 May 2000	177	short	18	7
1 - 7 Jun 2000	65	short	6	1
29 - 31 Jul 2000 *	32	short	2	1
13 - 20 Sep 2000	86	short	6	2
13 - 22 Jun 2001 †	76	short	9	–
12 - 21 Ago 2001	23	long	7	3
30 Sep - 6 Oct 2001	14	long	4	3
25 Nov - 3 Dic 2001	11	long	4	6
14 - 20 May 2002	7	long	4	3
12 Jul 2002 *	2	long	1	–
31 Jul - 10 Ago 2002	35	long	9	2
17 - 22 Nov 2002	14	long	5	1
29 Abr - 5 May 2003	8	long	5	2
30 May - 5 Jul 2003	7	long	5	2
15 - 18 Jul 2003 *	8	long	3	1
8 - 10 Nov 2003	–	short	–	3
20 Nov 2003 *	4	short	1	–
9 - 12 Ene 2004	5	long	2	2
16 - 19 Ene 2004	6	long	4	–
22 - 27 May 2004	9	long	4	2
23 - 29 Jul 2004	3	long	3	3
Total	739	587 short / 152 long	115	45

† No todas las observaciones fueron dedicadas al survey TCS-CAIN.

‡ Esta campaña supuso mi incorporación al survey, interviniendo en la adquisición de datos.

* Noches libres en el TCS que pudieron ser utilizadas para el survey TCS-CAIN.

Con los datos recopilados hasta la finalización del survey se dispone de un área cubierta de cielo de aproximadamente 42 grados cuadrados, con más de 10 millones de fuentes puntuales. En la Figura 4.7 se representan los campos observados en TCS-CAIN, superimpresionados sobre un mapa de brillo superficial obtenido con COBE/DIRBE en la banda L

³También hay que destacar los múltiples problemas de apuntado del TCS, que incrementan el tiempo perdido a lo largo de las observaciones.

($3.6 \mu\text{m}$) para los dos primeros cuadrantes de la Galaxia ($0^\circ < l < 180^\circ$), los únicos accesibles desde el TCS.

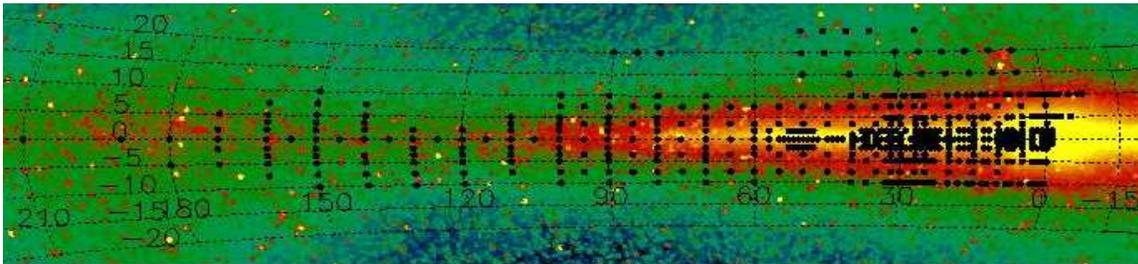


Figura 4.7: Campos de la Vía Láctea observados con el survey TCS-CAIN. Se observa que la mayoría se hallan distribuidos hacia el interior de la Galaxia ($l < 15^\circ$) y alrededor del extremo de la barra Galáctica ($l \approx 27^\circ$, Hammersley et al. 2000; López-Corredoira et al. 2001a). Cada punto corresponde aproximadamente a 0.07 grados^2 en el cielo.

4.3 Reducción de los datos

La reducción de los datos de TCS-CAIN se realiza utilizando una sucesión de paquetes estándares de IRAF, aunque habrá que tener en cuenta ciertas particularidades del detector que hacen que sean necesarios algunos procedimientos intermedios para su corrección.

Como se comentó en §4.1.1 las imágenes se toman en modo *Fowler*, en bloques de 8 imágenes por ciclo. Con esta configuración, cualquier imagen será guardada en disco con un formato tetradimensional: $im[x, y, M, S]$, donde (x, y) representan las coordenadas en píxeles sobre el detector, M indica el número de imágenes por exposición (que en nuestro caso será 2, una inicial correspondiente al promedio de las 4 primeras lecturas y otra final correspondiente al promedio de las 4 últimas lecturas) y finalmente S indica el número de series tomadas para el mismo objeto. Este número variará, dependiendo del modo de observación (*long* o *short*), del filtro, y del tipo de imagen. A modo de resumen, en la Tabla 4.3 se enumeran los valores correspondientes en cada caso. Los tiempos de exposición son bastante más estables, para los campos se emplean 3 s en J y H, y 2 s en K_s , mientras que para las estrellas de calibración dependerá en cada caso de la estrella, pero siempre se dividirá la serie en imágenes de 2 ó 3 s.

Tabla 4.3: Número de imágenes que conforman cada una de las series

Tipo de imagen	Modo de observación	Filtro	Número de imágenes	Tiempo de exposición (seg.)
Darks	short / long	–	30	1,2,3
Flat-fields	short / long	JHK _s	30	1
Estándares	short / long	JHK _s	10	2,3
Campos survey	short	JH	5	3
Campos survey	short	K _s	8	2
Campos survey	long	JH	25	3
Campos survey	long	K _s	40	2

4.3.1 Darks

Los darks han sido tomados con el mismo tiempo de exposición que las imágenes, tanto de los campos del survey como de las estrellas de calibración. CAIN posee una corriente de oscuridad de $30 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$, mientras que la electrónica de la cámara produce una variación inicial en las cuentas mucho mayor al principio de la exposición (de 200-300 cuentas en 2 s de exposición) (Figura 4.8). Esto hace que sea necesario que los darks se tomen con el mismo tiempo de exposición que los objetos, a fin de asegurarnos que se esté restando a las imágenes la cantidad adecuada en cada momento. Los darks se promedian de forma que las imágenes iniciales y finales de cada exposición se restan, para luego promediar las 30 imágenes de cada ciclo agrupándolas en una única imagen (que denominaremos dark promedio). Se guardarán tanto las imágenes resultantes de la resta (que suponen 30 imágenes, una por cada exposición del ciclo), como las imágenes promediadas, ya que ambas serán empleadas más tarde. Así tendremos, por cada tiempo de exposición considerado:

$$D_i = D_i^2 - D_i^1 \quad \{D_i\}_{i=1,2,3,\dots,S}$$

$$\bar{D} = \langle D_i \rangle \quad \bar{D}^1 = \langle D_i^1 \rangle \quad \bar{D}^2 = \langle D_i^2 \rangle$$

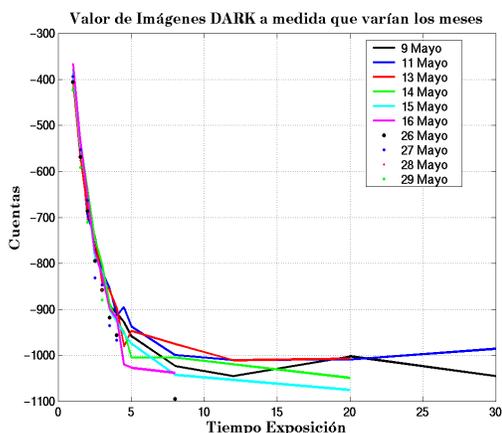


Figura 4.8: Comportamiento no lineal de los darks con respecto al tiempo de exposición. Estos resultados se obtuvieron en la campañas de obseración de mayo de 2000, observándose un comportamiento homogéneo a lo largo de los distintos días (Castro-Rodríguez 2000).

4.3.2 Flat-fields. Máscara de píxeles malos

Como en toda observación infarroja, en cada noche se tomaron imágenes de *flat-field* oscuros y brillantes, a fin de restarlos para eliminar la emisión térmica del telescopio. Las imágenes de *flat-field* se combinan en una única imagen (del mismo modo que en el caso de los darks) y luego se normalizan, a fin de aplicar posteriormente la corrección de *flat-field* a las imágenes de los objetos. A lo largo de los 6 años de duración del survey, las imágenes de *flat-field* se han mantenido más o menos estables, sin variaciones importantes, tån sólo la aparición de píxeles malos (llamamos píxeles malos a aquellos píxeles con una sensibilidad muy diferente al promedio del detector, bien debido a efectos derivados de su fabricación, -píxeles fríos o calientes-, bien por encontrarse desconectados, -píxeles muertos-) ha podido variar su configuración. De hecho, las imágenes de *flat-field* son utilizadas para generar

la máscara de píxeles malos, que se aplicará a todas las imágenes. Esta máscara se debe calcular antes a la hora de reducir cada una de las campañas de observación, ya que los cambios en la electrónica del detector afectan a la distribución de éstos en el detector. A modo de ejemplo, se ha pasado de un número de ~ 350 píxeles malos a principios del survey a ~ 450 a finales del mismo.

4.3.3 Procesado de las imágenes

La forma de almacenamiento de las imágenes permite refinar mucho la forma de trabajar con ellas. El primer paso de la reducción consiste en la substracción de los darks. Para cada imagen se resta el dark promedio a cada una de las exposiciones que constituyen el ciclo, y al mismo tiempo se genera una imagen resultado de la resta de la imagen inicial y final de cada ciclo, a la que se le resta el dark calculado de la misma forma. En resumen, de cada imagen original se tendrán dos tipos de imágenes corregidas de dark: una imagen donde se tiene guardada toda la información de cada exposición (es decir, tetradsimensional) y otra imagen donde se ha restado en cada exposición la lectura inicial de la final. Con estas imágenes se comienza el proceso de reducción completo. Las imágenes se propagan a lo largo de su mayor dimensión, de forma que vamos a tener para cada imagen original:

- a) S imágenes correspondientes a la lectura inicial de cada exposición: $\tilde{L}_i^1 = L_i^1 - \overline{D}^1$
- b) S imágenes correspondientes a la lectura final de cada exposición: $\tilde{L}_i^2 = L_i^2 - \overline{D}^2$
- c) S imágenes correspondientes a las restas de cada lectura inicial y final de cada exposición: $\tilde{L}_i = \tilde{L}_i^2 - \tilde{L}_i^1$

donde S , como se mencionó antes, dependerá del tipo de imagen, filtro y modo de observación según los valores de la Tabla 4.3. Todas y cada una de ellas serán necesarias en la reducción. Como se puede ver, para el caso de una observación en modo *long* y en el filtro K_s , tendremos $3 \times 40 = 120$!!! imágenes a partir de cada imagen original (y eso sólo considerando el caso de un único *frame*). Esto da una idea de la gran potencia de cálculo y espacio de almacenamiento que se requiere a lo largo de la reducción.

4.3.4 Sustracción de cielo. Ruido correlado

El fondo de cielo en el infrarrojo cercano varía muy rápidamente con el tiempo, lo que hace necesario tomar muchas exposiciones cortas para cada imagen de forma que el valor de la emisión del cielo no varíe sustancialmente a lo largo del ciclo. La forma de obtener el cielo en el proceso de reducción consiste en agrupar las distintas imágenes pertenecientes a cada conjunto de *frames* con ascensión recta constante de los que constituyen el campo, (o sea agrupando cada subgrupo de 5 *frames*). Estas imágenes se combinan, eliminando los píxeles con los valores más altos (que corresponderan a estrellas) antes de promediar, para elaborar un cielo que será restado a cada imagen. Esta imágenes de cielo se generan a partir de los tres tipos diferentes de imágenes mencionados en el punto anterior, por lo que a cada una de las imágenes se restará el cielo correspondiente.

También aquí se procede a eliminar el ruido correlado, que aunque en el caso de CAIN-II no es muy importante, sí que puede afectar ligeramente a las magnitudes extraídas. Este

ruido es igual en el mismo en los cuatro chips de CAIN, y se debe a efectos de conexión a tierra del detector. Dado que este ruido es independiente del chip considerado, conociendo las medidas a la salida de cada uno de ellos podremos eliminarlo. De este modo, la forma en el que este ruido se corrige es combinando los distintos cuadrantes del detector hasta conseguir una imagen que sólo contenga el ruido a eliminar. Las imágenes se pasan por un filtro de mediana con una ventana determinada, para quedarnos con la señal de más baja frecuencia (que se corresponde con el objeto). Restando el resultado a la imagen inicial tendremos sólo las altas frecuencias que se quieren eliminar y que corresponden al ruido correlado. Para eliminar cualquier residuo, se combinan los cuatro cuadrantes hasta que éste desaparezca. Esto se perfecciona repitiendo el proceso combinando los cuadrantes en otro sentido, hasta un total de 4 veces. En la Figura 4.9 se representa la forma que presenta este ruido correlado en las imágenes, en forma de cierta variación de las cuentas de forma sinusoidal a lo largo de los dos ejes de la imagen. Una vez corregidas las imágenes de este efecto, se observa que la señal es mucho más limpia, aumentando también las detecciones de fuentes.

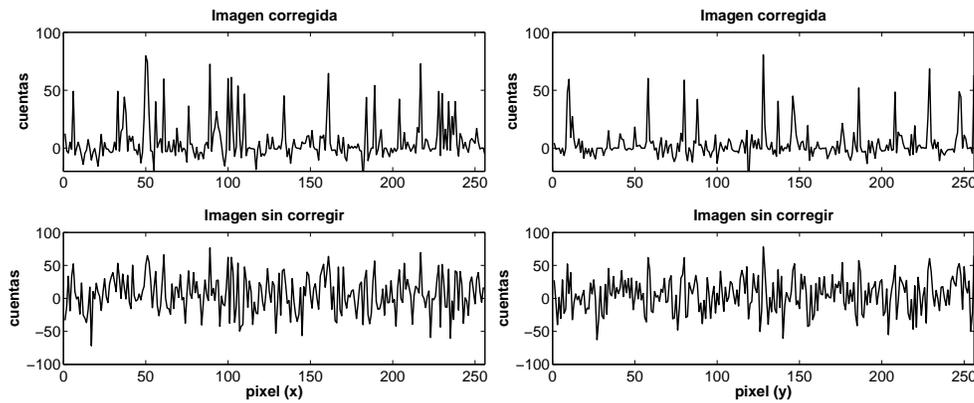


Figura 4.9: Secciones de CAIN a lo largo de las direcciones X (*izqda.*) e Y del detector (*dcha.*). El ruido correlado aparece en ambos casos como una ligera fluctuación de la señal visible en ambas direcciones, aunque más destacable a lo largo de la dirección X (gráficas inferiores), que desaparece una vez que se corrige de éste efecto, apareciendo una señal limpia donde claramente se destacan las detecciones debidas a estrellas (gráficas superiores).

Una vez restado el cielo, se corrige de píxeles malos, usando la máscara generada en cada campaña a partir de las imágenes de *flat-field*, para luego dividir por el *flat-field*. De este modo, se tendrán en este punto S imágenes restadas de cielo y corregidas de *flat-field* por cada una de las imágenes originales.

Un aspecto primordial a tener en cuenta es que a lo largo de este proceso, se opera con las imágenes individuales (inicial y final), de forma que se puedan detectar las estrellas saturadas⁴, para que en esos casos, los valores que se considerarán finalmente para las mismas procedan de las imágenes correspondientes a la lectura inicial, y no de la resta de ambas. Esto se realiza mediante la creación de una imagen artificial saturada y comparando con la imagen resultante de la resta de las lecturas. Este punto es el que justifica el que

⁴El nivel de saturación de la cámara CAIN se sitúa en las 30000 ADUs, mientras que el rango lineal se extiende hasta las 20000 ADUs (Joven et al. 1999).

nos quedemos con todas las imágenes en el proceso de reducción y no sólo con las imágenes restadas.

4.3.5 Extracción de la fotometría

El primer paso para realizar la fotometría es la creación de la imagen final de cada campo. Como las imágenes del survey TCS-CAIN se toman sin guiado, es necesario primero calcular los desplazamientos entre las S imágenes antes de combinarlas en una única imagen. Para ello, a las imágenes corregidas de *flat-field* se le pasa una primera detección de estrellas, las más brillantes, para calcular el desplazamiento con respecto a la imagen inicial de la serie. Una vez determinado el offset de cada imagen se combinan todas en una única imagen, que será de la que se extraigan finalmente las magnitudes instrumentales. Estos desplazamientos pueden alcanzar valores importantes dependiendo de la localización del campo, y del modo de observación. Así de un valor nominal aproximado para el desplazamiento máximo de $\sim 15''$ entre la imagen inicial y final, en algunos campos en modo *long* podemos encontrar desplazamientos de hasta $\sim 45''$ entre ambas⁵. La Figura 4.10 muestra un ejemplo de las imágenes finales de TCS-CAIN.

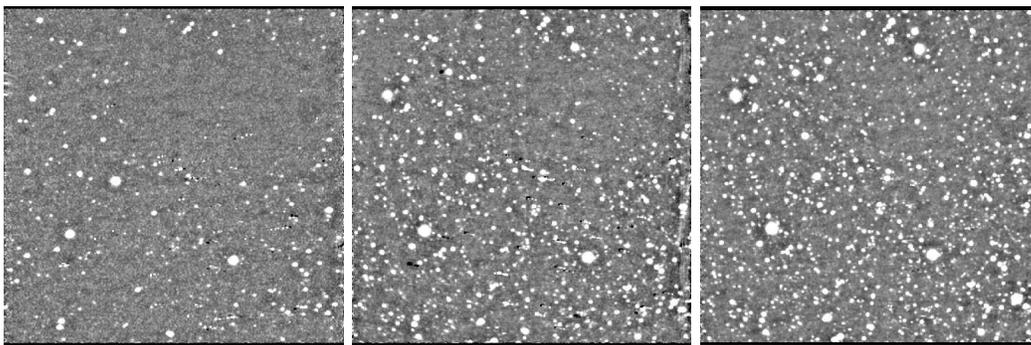


Figura 4.10: Imágenes de CAIN correspondientes al *frame* central del campo $l = 35^\circ, b = 0^\circ$ en los filtros J (izquierda), H (centro) y K_s (derecha). Esta imagen nos sirve también de ejemplo del efecto debido a la extinción en la detección de fuentes. Se observa claramente que la detección de estrellas es mucho mayor en la imagen en K_s que en la correspondiente al filtro J, sobre todo en la zona superior derecha, en donde es posible que nos encontremos con una nube de polvo que prácticamente hace que no haya detecciones en J en esa zona.

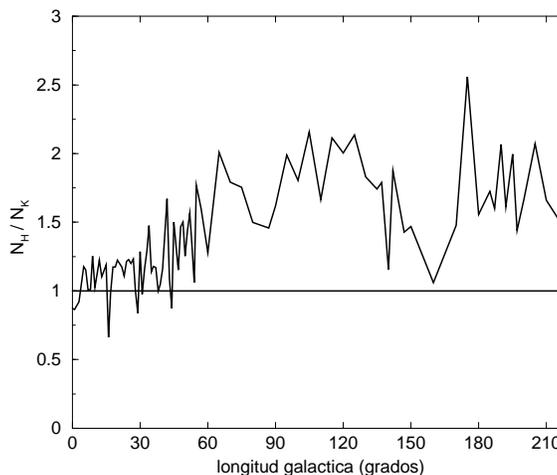
De las imágenes finales, las magnitudes instrumentales se obtienen mediante la realización de fotometría de apertura empleando el paquete DAOPHOT (Stetson 1987), con parámetros de detección (sigmas de cielo, valores de las aperturas, etc...) ya prefijados para cada filtro y modo de observación tras múltiples pruebas previas. En cualquier caso, dependiendo de los resultados obtenidos finalmente, en muchas ocasiones se repite el proceso refinando dichos parámetros, en función principalmente de las condiciones de observación de cada noche. En la extracción final de las magnitudes, dado a que nos encontramos en muchas ocasiones con campos bastantes poblados, se realiza una corrección de apertura, generada a través de simulaciones previas que permiten determinar las correcciones correspondientes

⁵Esto afecta a las áreas de solapamiento entre *frames* consecutivos, que en algunos casos desaparecen, como se verá en §4.4.

en función de la apertura elegida y del *seeing* de la imagen.

Una vez extraídas las magnitudes de cada imagen, se realiza una correlación entre los resultados correspondientes al mismo *frame* en los diferentes filtros, usando como referencia las posiciones en la imagen correspondiente al filtro H, que en el caso de CAIN se trata del filtro más eficiente y en general presenta el mayor número de detecciones⁶. De este modo, se obtiene para cada *frame* una tabla con las posiciones (x, y) en el detector y magnitudes instrumentales para todas las fuentes puntuales detectadas.

Figura 4.11: Razón entre el número de detecciones en el filtro H respecto al filtro K_s para los campos observados en el plano. Se observa que el número de detecciones en el filtro H es siempre superior, en torno a un factor 1.5, respecto de las detecciones en el filtro K_s , disminuyendo a medida que nos movemos hacia el interior de la Galaxia hasta alcanzar las regiones centrales ($l < 10^\circ$), donde la alta extinción compensa la mayor sensibilidad de CAIN en el filtro H, aumentando el número de detecciones en K.



4.3.6 Proceso de reducción automática

A lo largo de esta sección, se ha tratado de resumir lo más posible la descripción del proceso de reducción, ya que considero que es un caso estándar de fotometría bidimensional, aunque se ha intentado destacar aquellos puntos en los que CAIN presenta alguna característica peculiar que haga necesaria su mención. De cualquier modo, todo lo anterior servirá para dar una idea de la cantidad de trabajo y tiempo requerido para la reducción de una sola noche de observación. Todo esto, claro está, supone que es prácticamente imposible realizar la reducción de los datos de modo totalmente manual, siendo necesario el uso de numerosos programas y macros de reducción automática. Los programas originales de reducción automática de CAIN surgieron como resultado de los muchos años de experiencia del Dr. Peter Hammersley trabajando con CAIN. Mi labor ha consistido, básicamente, en realizar algunas mejoras y modificaciones en los mismos de modo que se adecuaran a los nuevos modos de observación y de forma que se pudieran agrupar en un único paquete de reducción. El resultado final ha sido el disponer de un proceso de reducción automático que, partiendo de la lista de imágenes correspondientes a cada día, permite reducir la totalidad de los datos (incluyendo las estrellas de calibración) con una intervención manual mínima en el proceso (de hecho, desde el comienzo hasta la transformación de las magnitudes instrumentales a magnitudes calibradas la interacción es nula). Para hacernos una idea, se requiere de unas 24 horas de tiempo de cálculo para reducir una sola noche, lo que si lo extrapolamos a

⁶De hecho, en campos muy fuera de plano, en donde la extinción es despreciable, se alcanza mayor profundidad en el filtro H que en el filtro K_s .

que han sido reducidas más de 100 noches, dan una idea de la gran cantidad de tiempo dedicado tan sólo a la reducción de los datos de TCS-CAIN. Además, con el objeto de crear una base de datos homogénea, los datos ya reducidos con anterioridad a mi incorporación al grupo fueron nuevamente reducidos con los nuevos programas creados por mí, con lo que no puede haber ninguna diferencia en los datos obtenidos achacable a posibles cambios en el proceso de reducción.

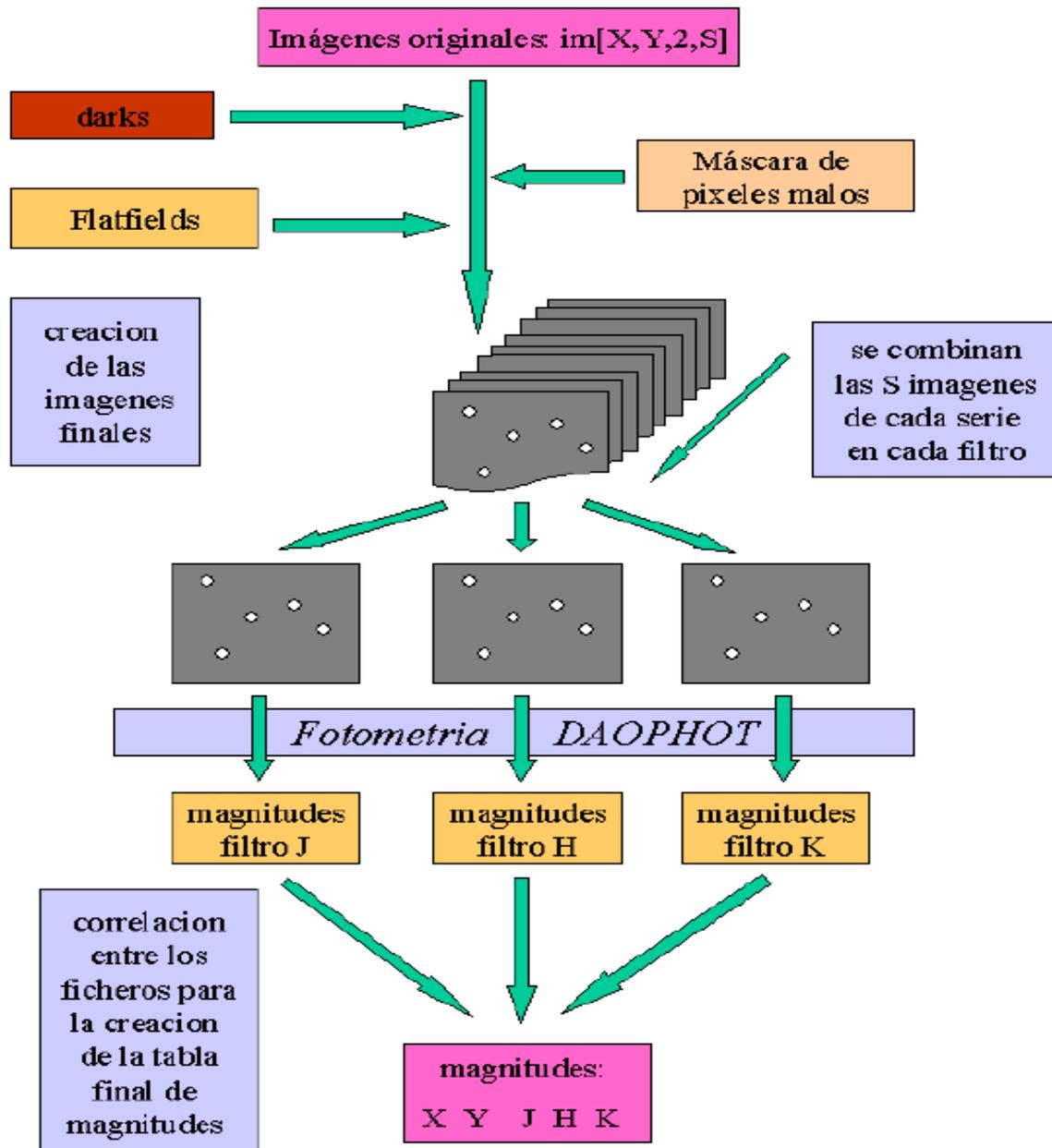


Figura 4.12: Esquema de la reducción de los datos del survey TCS-CAIN.

4.3.7 Calibración

La calibración de los datos al sistema estándar se ha realizado empleando estrellas estándares débiles (*Faint Standards*) para UKIRT (Hunt et al. 1998) (ver Tabla 4.4). La elección de las estrellas en cada noche se realizó en base a dos criterios, por un lado la accesibilidad de la estrella dependiendo de la época del año en la que se realiza la observación, y por otro, el tener una magnitud lo suficientemente brillante para permitir la adquisición de la propia estándar, cumpliendo las especificaciones requeridas por el sistema de guiado del TCS (*FOVIAII*) ya que éste es necesario en la toma de imágenes para las estrellas de calibración. Se requiere del uso de guiado puesto que en la adquisición de las imágenes de las estándares se aplicarán pequeños desplazamientos al telescopio, de modo que la estrella de calibración se sitúe consecutivamente en cada uno de los cuatro chips de la cámara CAIN, por lo que para aproximadamente una misma masa de aire tendremos en cada filtro cuatro medidas diferentes para la magnitud, lo cual permite eliminar errores sistemáticos de lectura presentes en uno sólo de los chips, y también evitar problemas debidos a la presencia de píxeles muertos en el detector que alteren la fotometría de la estrella. La diferencia de sensibilidad interna entre los distintos cuadrantes del detector es pequeña y sólo producen variaciones de ~ 0.01 mag en la fotometría (Castro-Rodríguez 2000). Las estrellas estándares se toman en series de 10 imágenes en cada filtro de 2 ó 3 segundos cada una (dependiendo de la magnitud de la estrella). La forma de extraer la fotometría de las estándares es exactamente la misma que la usada para los campos, es decir, las mismas macros de reducción se adaptaron al caso de las estrellas de calibración, con el fin de que el proceso de reducción fuera lo más homogéneo posible.

Tabla 4.4: Principales estrellas de calibración empleadas a lo largo de la realización del survey TCS-CAIN

Nombre	α (J1950)	δ (J1950)	K	$(J - K)$	$(H - K)$
FS 3	01:01:46.6	03:57:34	12.822 \pm 0.007	-0.222 \pm 0.011	-0.097 \pm 0.007
FS 7	02:54:47.2	00:06:39	10.940 \pm 0.005	0.165 \pm 0.012	0.037 \pm 0.010
FS 13	05:54:33.8	00:00:53	10.135 \pm 0.003	0.382 \pm 0.002	0.047 \pm 0.005
FS 17	08:48:35.4	12:03:26	12.270 \pm 0.007	0.411 \pm 0.007	0.073 \pm 0.003
FS 18	08:51:02.1	-00:25:14	10.522 \pm 0.008	0.292 \pm 0.003	0.031 \pm 0.003
FS 21	11:34:27.6	30:04:35	13.132 \pm 0.004	-0.184 \pm 0.033	-0.101 \pm 0.037
FS 24	14:37:33.3	00:14:36	10.753 \pm 0.008	0.151 \pm 0.006	0.019 \pm 0.004
FS 25	15:35:59.9	00:24:03	9.756 \pm 0.017	0.475 \pm 0.003	0.070 \pm 0.005
FS 27	16:38:54.2	36:26:56	13.123 \pm 0.018	0.371 \pm 0.013	0.058 \pm 0.014
FS 28	17:41:32.5	-00:23:44	10.597 \pm 0.016	0.148 \pm 0.010	0.047 \pm 0.005
FS 35	18:24:44.5	04:01:17	11.757 \pm 0.017	0.474 \pm 0.008	0.089 \pm 0.005
FS 34	20:39:41.9	-20:15:21	12.989 \pm 0.011	-0.170 \pm 0.008	-0.070 \pm 0.009
FS 29	21:49:53.0	02:09:16	13.346 \pm 0.024	-0.171 \pm 0.011	-0.075 \pm 0.012
FS 30	22:39:11.3	00:56:55	12.015 \pm 0.020	-0.092 \pm 0.013	-0.036 \pm 0.005
FS 31	23:09:50.4	10:30:46	14.039 \pm 0.010	-0.241 \pm 0.020	-0.120 \pm 0.017
FS 32	23:13:38.2	-02:06:58	13.664 \pm 0.012	-0.205 \pm 0.011	-0.088 \pm 0.015

Las estrellas de calibración son observadas a lo largo de cada noche a diferentes masas de aire, para la obtención del *zeropoint* y del coeficiente de extinción correspondiente a cada filtro. No se realiza corrección debida a términos de color. De este modo, la transformación al sistema estándar se realiza mediante una ley de Bouger simple:

$$m_i - m_s = C_\lambda + K_\lambda X \quad (4.1)$$

donde m_i y m_s representan la magnitud instrumental y la magnitud en el sistema estándar para cada estrella, respectivamente, C_λ es el llamado "punto cero" (*zeropoint*), K_λ es el coeficiente de extinción (en magnitudes por masa de aire) y X la masa de aire correspondiente a la estrella. Con la ecuación (4.1), C_λ y K_λ se determinan a partir de las medidas de m_i y m_s para las estrellas de calibración, lo que permite transformar luego las magnitudes instrumentales de las estrellas a magnitudes en el sistema estándar (ver, a modo de ejemplo, la Figura 4.13).

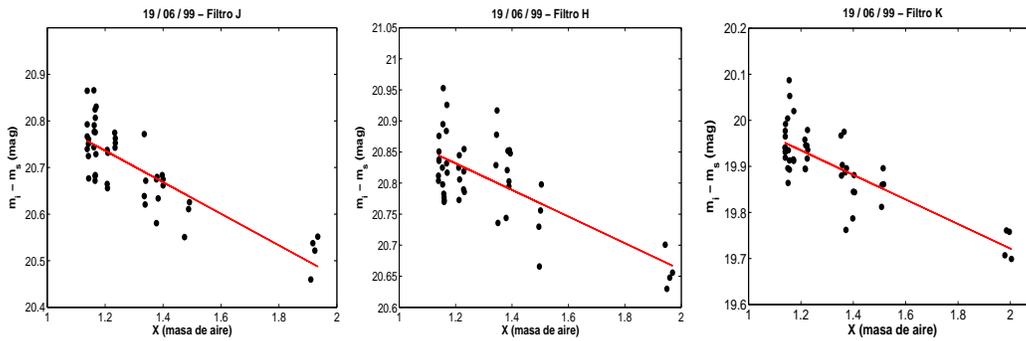


Figura 4.13: Obtención de las constantes de calibración para el día 19/06/99, en los tres filtros.

En la Figura 4.14 se muestran los valores de las constantes de calibración para cada una de las noches observadas durante el survey, mientras que los valores promedios en cada filtro, representados por una línea continua en las gráficas, se enumeran en la Tabla 4.5. Se observa que los valores para los *zeropoint* son bastante estables, aunque se puede apreciar como cambian ligeramente dependiendo de la época (en verano, por ejemplo, la calima hace que la absorción aumente) e incluso también reflejan aspectos de mantenimiento del propio telescopio (obsérvese el cambio importante en las constantes producido con posterioridad a noviembre de 2001, coincidente con el aluminizado del espejo del TCS). Los coeficientes de extinción promedio obtenidos son aproximadamente iguales en los tres filtros, aunque observando la Figura 4.14 podemos apreciar claramente como la dispersión en los valores disminuye a medida que nos movemos hacia los filtros más rojos.

Tabla 4.5: Constantes de calibración promedio para el survey TCS-CAIN

Filtro	C_λ (mag)	K_λ (mag / masa de aire)
J	21.159 ± 0.028	0.179 ± 0.011
H	21.005 ± 0.025	0.148 ± 0.012
K_s	20.236 ± 0.026	0.167 ± 0.013

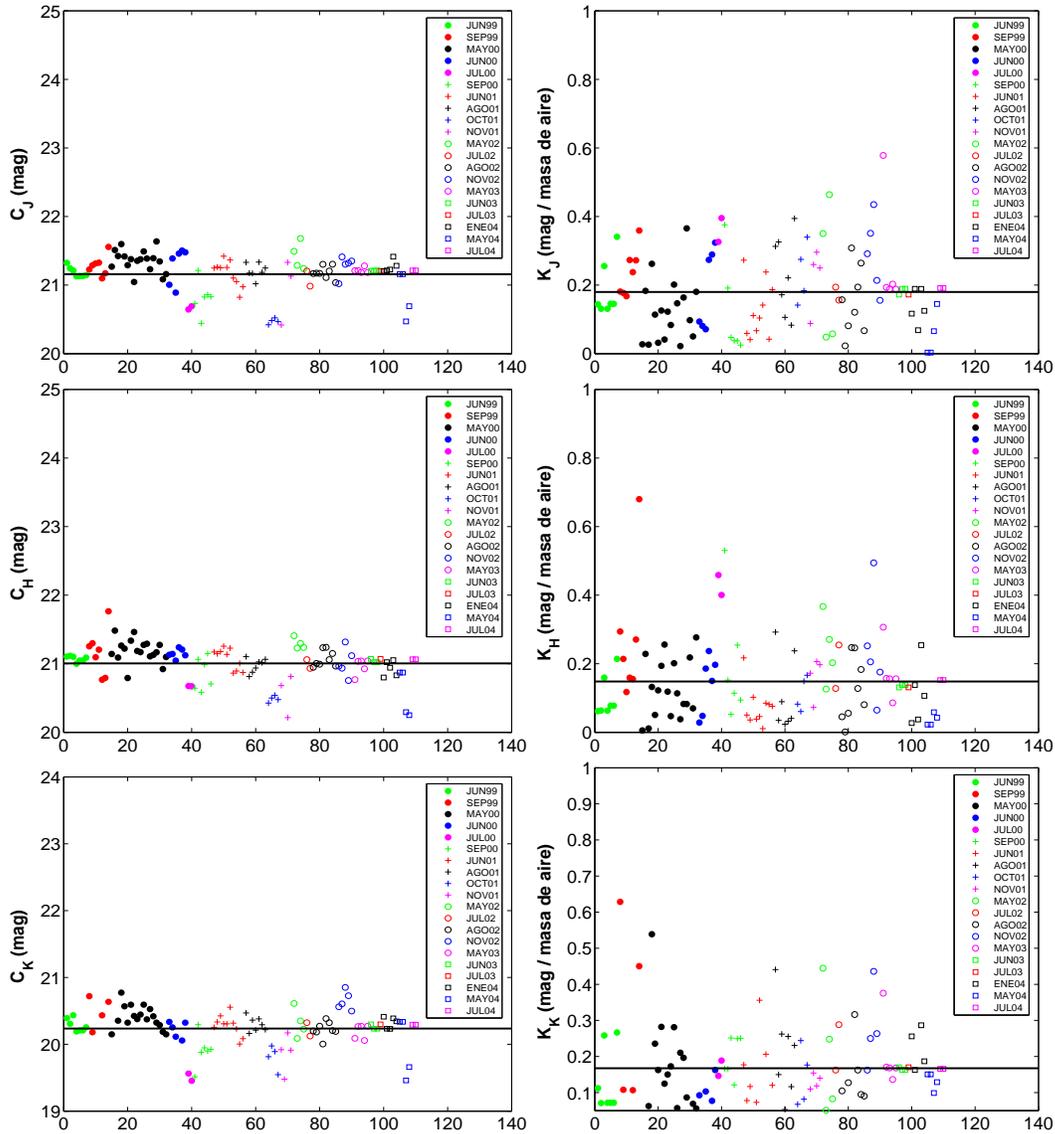


Figura 4.14: Constantes de calibración en cada filtro, para el total del survey TCS-CAIN. En cada gráfica, el eje X únicamente es indicativo del orden que cada noche guarda en el conjunto total del survey.

4.3.8 Errores fotométricos

A la hora de estimar los errores fotométricos del survey, hemos empleado las áreas de solapamiento entre *frames* consecutivos, extrayendo las estrellas detectadas más de una vez y obteniendo las diferencias en la fotometría para cada una de ellas, lo que nos servirá como medida de la precisión interna del propio survey. Restringimos el rango de magnitudes de modo que evitemos por un lado estrellas muy brillantes, que puedan estar saturadas, y magnitudes muy débiles, próximas a la magnitud límite del survey. Los rangos así seleccionados serán, respectivamente: $10 < J < 15$, $10 < H < 14$ y $10 < K_s < 14$. En la Figura 4.15 se muestran los histogramas de diferencias en cada uno de los filtros. A la vista de esas gráficas,

se observa que las diferencias son pequeñas, con unos valores distribuidos simétricamente alrededor del valor 0, y con una dispersión relativamente baja ($\sigma_J = \sigma_H = 0.16$ y $\sigma_{K_s} = 0.13$). De hecho, los valores promedio son prácticamente nulos ($\langle \Delta J \rangle = -0.002$, $\langle \Delta H \rangle = -0.003$ y $\langle \Delta K_s \rangle = -0.001$). En cuanto a una posible dependencia con la magnitud de las estrellas, en la Figura 4.16 se aprecia que, aparte de un aumento lógico en la dispersión de los valores a medida que nos movemos a magnitudes más débiles, no se observa una tendencia sistemática en las diferencias, por lo que podemos considerar que estos errores son aproximadamente independientes de la magnitud, y determinan la precisión fotométrica interna para TCS-CAIN con relativa fiabilidad en unos valores del entorno de 0.11 mag en los tres filtros.

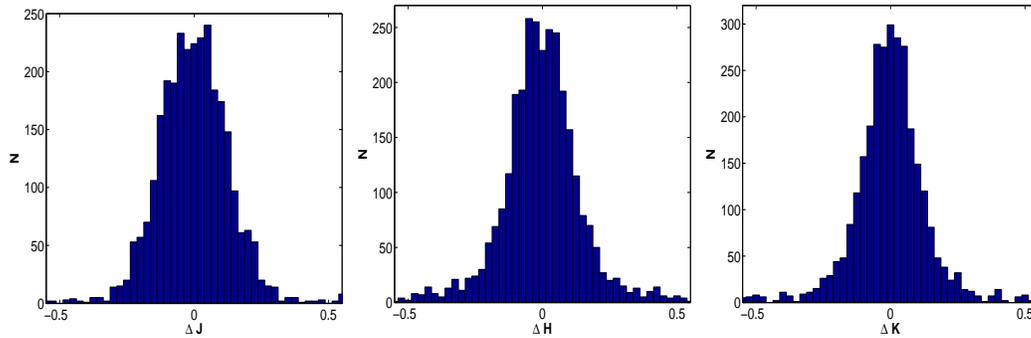


Figura 4.15: Histogramas de diferencias de magnitud para objetos medidos en las zonas de solapamiento entre *frames* consecutivos.

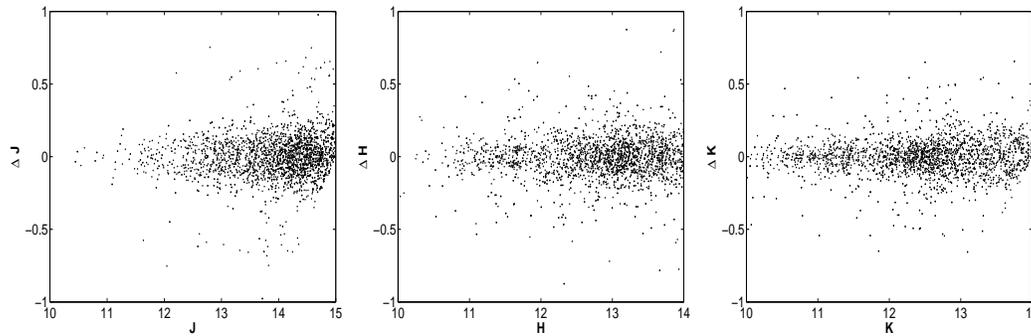


Figura 4.16: Dependencia de las diferencias fotométricas con la magnitud de las estrellas.

Incertidumbre instrumental

En el proceso de reducción fotométrica, los resultados que se extraen de DAOPHOT suministran su propio error en las magnitudes determinadas para cada estrella. Estos valores sólo miden los errores debidos al cálculo de las magnitudes, es decir, la precisión intrínseca del algoritmo usado, sin embargo vamos a realizar un breve análisis de su importancia. En la Figura 4.17 se muestran las distribuciones para los errores fotométricos que suministra DAOPHOT con respecto a las magnitudes para los tres filtros. Hemos tomado los

datos correspondientes a varios días de observación y los hemos agrupado para obtener una muestra estadísticamente significativa para el análisis. Se aprecia que los errores aumentan con la magnitud, pero en ningún caso se obtienen valores mayores que 0.1 mag para el rango de magnitudes de interés, lo que es consistente con la precisión interna del propio survey.

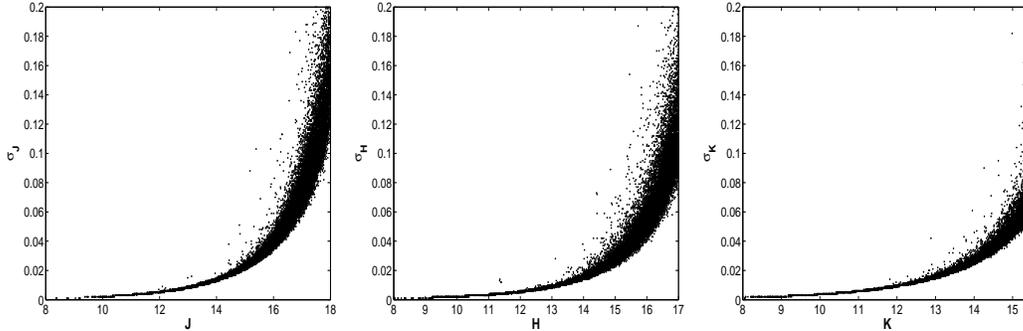


Figura 4.17: Variación de los errores instrumentales extraídos de DAOPHOT con la magnitud en los tres filtros. Los errores son menores a 0.1 mag para cualquier magnitud más brillante que la magnitud límite del filtro correspondiente.

4.4 Astrometría

La reducción astrométrica de TCS-CAIN se ha llevado a cabo gracias al trabajo de Belén Vicente, creadora de los distintos paquetes y programas necesarios para ello⁷. La astrometría se realiza *frame a frame*, usando un modelo polinómico para transformar las posiciones (x, y) de cada fuente en el detector en un sistema estándar de referencia. Las posiciones de las estrellas de referencia se tomarán a partir del catálogo USNO-B1.0 (Monet et al. 2003), el cual está basado asimismo en el sistema del *International Celestial Reference System* (ICRS).

El pequeño campo de visión que posee la cámara CAIN hace necesario el uso de un catálogo de referencia denso. El USNO-B1.0 es actualmente el catálogo de referencia más denso de los disponibles, pero desafortunadamente, como ocurre prácticamente con todos los catálogos de uso astrométrico, el USNO-B1.0 proporciona detecciones en el visible, y no en el infrarrojo. Por tanto, cabe esperar que en TCS-CAIN la distribución de estrellas será notablemente diferente a la que observa en el rango visible del espectro. Una posible alternativa sería usar el *All Sky Release* de 2MASS como catálogo infrarrojo de referencia, sin embargo, como se pretende comparar nuestro survey con 2MASS, es importante mantenernos totalmente independiente del mismo.

La falta de coherencia entre las distintas bandas presentes en el USNO-B1.0 y TCS-CAIN complica la identificación cruzada entre las fuentes de nuestro survey y las estrellas de referencia, aunque el problema no es irresoluble. Más importante es, debido a la extinción producida por el polvo, el hecho de que los catálogos ópticos presentan pocas estrellas en el plano de la Galaxia, mientras que en el infrarrojo sí que se cuenta con una distribución

⁷La descripción completa del proceso de reducción astrométrica, con su precisión interna y externa, puede encontrarse en Vicente et al. (2004).

estelar importante en el mismo. La Figura 4.18 muestra un ejemplo para una zona donde el catálogo USNO-B1.0 presenta un agujero, sin estrellas. Es casos como éste, donde nos encontramos con un número insuficiente de estrellas de referencia, las reducciones astrométricas se han realizado usando una interpolación de las soluciones polinómicas obtenidas en los campos cercanos. Las constantes (también denominadas *zeropoints* astrométricos) de la astrometría se toman de las pocas estrellas existentes en esos campos y de las estrellas presentes en los solapamientos con los campos adyacentes.

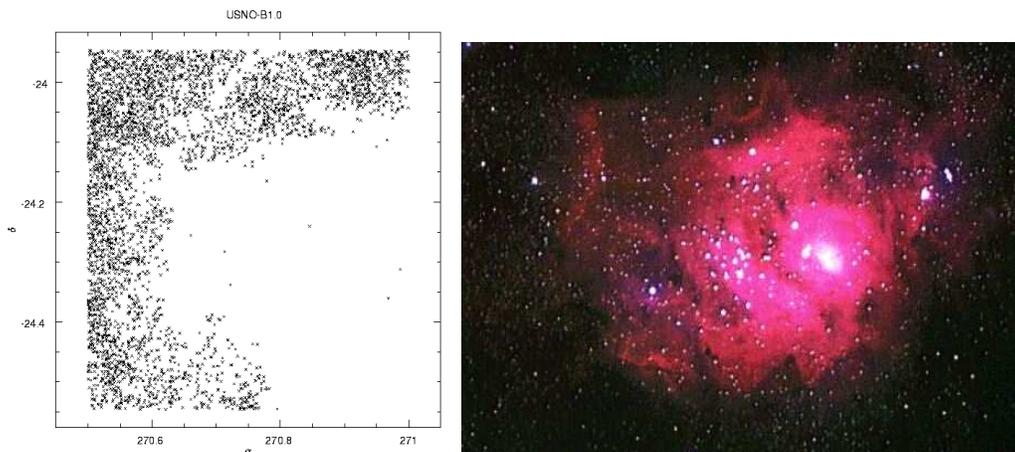


Figura 4.18: Ejemplo de un área del catálogo USNO-B1.0 donde es imposible obtener una solución astrométrica de modo automático. A la izquierda tenemos la representación de las estrellas del catálogo USNO-B1.0 encontradas para la región en cuestión, mientras que en la parte derecha tenemos la explicación de este agujero en el catálogo: la *Lagoon Nebula*, M8 (NGC 6523).

Como se vió en §4.3.5, las posiciones instrumentales (x, y) son obtenidas para cada estrella con IRAF, usando para ello un modelo gaussiano, combinando las posiciones obtenidas en cada uno de los tres filtros en un único sistema usando una transformación lineal, para luego promediar las varias medidas de la misma estrella, eliminando así las posibles redundancias. Como se menciona con anterioridad, las posiciones son transformadas en el sistema de referencia del USNO-B1.0 usando una solución polinómica. En general, una solución polinómica de tercer orden es más que suficiente para describir la distorsión provocada por el conjunto cámara/telescopio, como se describe en §4.4.1. De esta manera, todas las detecciones son transformadas desde sus coordenadas en el detector a sus coordenadas correspondientes en el cielo para generar el catálogo final en coordenadas J2000.

4.4.1 Programa automatizado para la astrometría

La ingente cantidad de datos que supone el survey TCS-CAIN necesita del uso de un proceso automático de reducción astrométrica. El programa automático de reducción funciona de forma aceptable en más de un 85% de los casos, mientras que en los restantes se requiere de cierta interacción manual, en la mayoría de estos casos debido a que no se cuenta con un número suficientemente alto de estrellas de referencia para esos campos.

La reducción astrométrica sigue el mismo patrón que la reducción fotométrica. Como los campos son observados en un conjunto de 3×5 *frames* (y a veces incluso de 5×5 *frames*),

la reducción astrométrica se realiza también *frame a frame*. Como existe un pequeño solapamiento entre *frames* adyacentes (de hecho, en algunos casos, debido a problemas de apuntado, el solapamiento es nulo), se podría lograr una notable mejoría usando técnicas más sofisticadas basadas en dichos solapamientos, pero no será así en nuestro caso (Figura 4.19). Por lo tanto, nuestro procedimiento partirá de calcular una solución independiente para cada *frame* y luego agrupar los resultados en un único catálogo global.

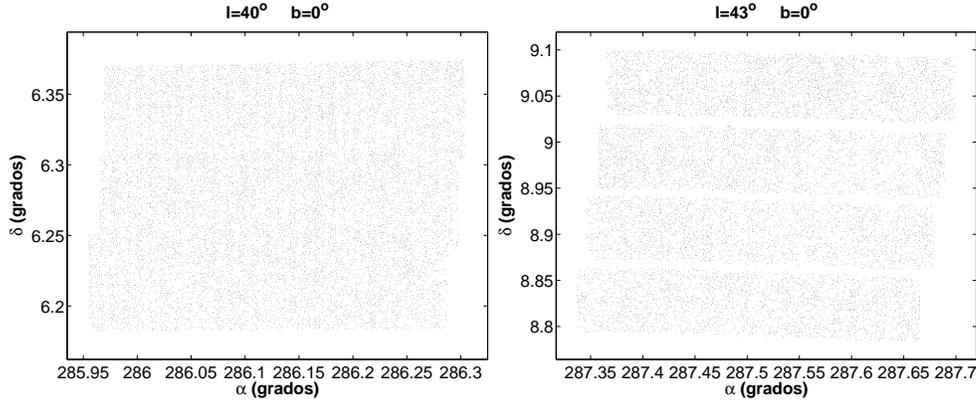


Figura 4.19: Ejemplos del resultado de aplicar la reducción astrométrica a los campos de TCS-CAIN. A la izquierda se muestra un caso típico de un campo con una astrometría correcta obtenida de forma automática. A la derecha observamos como los problemas de apuntado hacen que desaparezcan los solapamientos entre los distintos barridos a declinación constante, lo que justifica el que en la reducción se trabaje *frame a frame* en lugar de usar estos solapamientos.

El primer paso en la reducción astrométrica consiste en extraer a partir del USNO-B1.0 una región rectangular ligeramente mayor que la cubierta por el campo a reducir. Aunque trabajaremos con los *frame* individualmente, los agrupamos por campos en función de sus coordenadas galácticas a fin de hacer más práctico su uso⁸. Las posiciones de las estrellas de referencia son trasladadas a la época media de las observaciones de TCS-CAIN (2002.1) usando los movimientos propios tabulados en el catálogo USNO-B1.0.

Las transformaciones de las coordenadas en cada *frame* (x, y) a coordenadas celestes (α, δ) se determinan usando una rutina de solución astrométrica de propósito general. La rutina extrae las posiciones en el catálogo de referencia y basándose en los apuntados nominales del telescopio realiza la proyección tangencial de los mismo en el plano focal, produciendo las coordenadas estándar (ξ, η) de las estrellas de referencia mediante las transformaciones oportunas (Eichhorn 1974):

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{\cos \delta \sin (\alpha - \alpha_0)}{\sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0)} \\ \eta &= \frac{\cos \delta_0 \sin \delta - \sin \delta_0 \cos \delta \sin (\alpha - \alpha_0)}{\sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos (\alpha - \alpha_0)}\end{aligned}\quad (4.2)$$

El objetivo es ahora encontrar la transformación polinómica de las coordenadas medidas (x, y) en coordenadas estándar de las estrellas de referencia. Los ejes de ascensión recta y

⁸Aunque el programa de reducción usa como referencia el catálogo USNO-B1.0, también está preparado para usar cualquier otro catálogo.

declinación son considerados por separado, es decir, como funciones independientes y los coeficientes de los polinomios son calculados mediante ajustes por mínimos cuadrados.

La rutina se usa de modo completamente automático y no requiere de una identificación cruzada manual previa entre las observaciones y las estrellas de referencia. El programa funciona generando primero una correlación preliminar entre las dos listas de estrellas, las medidas y las correspondientes al catálogo de referencia. Esto lo realiza buscando las N estrellas más brillantes de las dos listas para generar un patrón común en el plano (x, y) . Existe la posibilidad de elegir entre dos algoritmos diferentes para realizar el patrón de correlación. El primero consiste en un algoritmo de triangulación presentado por Valdés et al (1995), implementado en el paquete de reducción de FOCAS, y el segundo consiste en un algoritmo más sencillo, de minimización de diferencias que emplea la escala de píxel y la orientación del detector para determinar el desplazamiento que maximiza la correlación entre las dos listas en el plano (ξ, η) . Después de varios tests, se decidió usar el algoritmo de diferencias dado que resulta mucho más robusto e implica menor tiempo de cálculo que el algoritmo de triangulación. Tendremos que tener en cuenta en este paso que la orientación de los ejes x, y de CAIN respecto del cielo cambiaron en 2002, de modo que de una configuración (+X=Norte, -Y=Este) anterior a 2002, se pasó a una orientación (+X=Este, +Y=Norte) a partir de ese momento.

Usando este conjunto de identificaciones cruzadas entre las estrellas más brillantes, se realiza una transformación lineal previa que se aplica a todas las estrellas para luego realizar una nueva identificación cruzada a través de la búsqueda de coincidencias en la posición de las estrellas, en general usando tolerancias en la posición entre 1" y 1.5" según la densidad de estrellas del campo. Este proceso genera una lista amplia de estrellas en común que serán usadas como estrellas de referencia en una nueva transformación, en este caso una transformación polinómica cúbica. Al mismo tiempo, las estrellas residuales que sobrepasan cierto valor de corte (por lo general tres veces la desviación estándar de la solución) se eliminan, a fin de no introducir sesgos en la solución. Se genera así una nueva solución, obteniendo la correlación cruzada por coincidencia posicional y los residuos disminuyen. El proceso se itera hasta que no se encuentran más coincidencias y por tanto se alcanza una solución estable. Los coeficientes de la solución final, junto con los residuos y las coordenadas calculadas conforman la salida del programa. Aunque sólo se usan como estrellas de referencia aquéllas con detecciones simultáneas en la bandas J y H, la transformación final se aplica a todas las medidas independientemente de si se corresponden o no con una estrella del catálogo de referencia, trasladando las coordenadas medidas en el detector (x, y) a coordenadas en el cielo (ξ, η) mediante una transformación de la forma:

$$\begin{aligned}\xi &= a_0 + a_1X + a_2Y + a_3X^2 + a_4XY + a_5Y^2 + \Delta X \\ \eta &= b_0 + b_1X + b_2Y + b_3X^2 + b_4XY + b_5Y^2 + \Delta Y\end{aligned}\quad (4.3)$$

donde a_0 y b_0 están relacionados con las coordenadas del punto tangente, a_1 , a_2 , b_1 y b_2 incluyen la escala y la orientación del detector, los coeficientes 3, 4 y 5 dependen de la inclinación (*tilt*) en el cielo, y finalmente ΔX y ΔY definen la distorsión, de modo que:

$$\begin{aligned}\Delta X &= a_6X^3 + a_7X^2Y + a_8XY^2 + a_9Y^3 \\ \Delta Y &= b_6X^3 + b_7X^2Y + b_8XY^2 + b_9Y^3\end{aligned}\quad (4.4)$$

Por tanto, para cada coordenada tendremos 10 coeficientes de transformación resultantes de la solución astrométrica de orden cúbico. Los coeficientes correspondientes a cada uno de los *frames* se suministrarán en las cabeceras del catálogo final (§4.6) y de forma global, una vez reducida la totalidad del catálogo, podemos dar una estimación de los valores promedio óptimos para estos coeficientes:

$$\begin{array}{rcl}
 a_1 & = & 1.0074 \\
 a_2 & = & -0.00711 \\
 a_3 & = & 0.30343 \times 10^{-5} \\
 a_4 & = & 0.90854 \times 10^{-5} \\
 a_5 & = & 0.01842 \times 10^{-5} \\
 a_6 & = & -0.02161 \times 10^{-5} \\
 a_7 & = & 0.00105 \times 10^{-5} \\
 a_8 & = & -0.02334 \times 10^{-5} \\
 a_9 & = & 0.00130 \times 10^{-5} \\
 b_1 & = & 0.00895 \\
 b_2 & = & 1.00108 \\
 b_3 & = & -0.03361 \times 10^{-5} \\
 b_4 & = & -0.07866 \times 10^{-5} \\
 b_5 & = & 0.90854 \times 10^{-5} \\
 b_6 & = & 0.00090 \times 10^{-5} \\
 b_7 & = & -0.02202 \times 10^{-5} \\
 b_8 & = & -0.00003 \times 10^{-5} \\
 b_9 & = & -0.02148 \times 10^{-5}
 \end{array}$$

La gran cantidad de noches consideradas para determinar estos valores, así como la estabilidad mostrada por estos coeficientes a lo largo de los 7 años de duración del survey TCS-CAIN suministran una información interesante para cualquier futuro usuario del Telescopio Carlos Sánchez que requiera de una calibración astrométrica de los datos, una vez que se haya determinado el punto tangente del campo en cuestión.

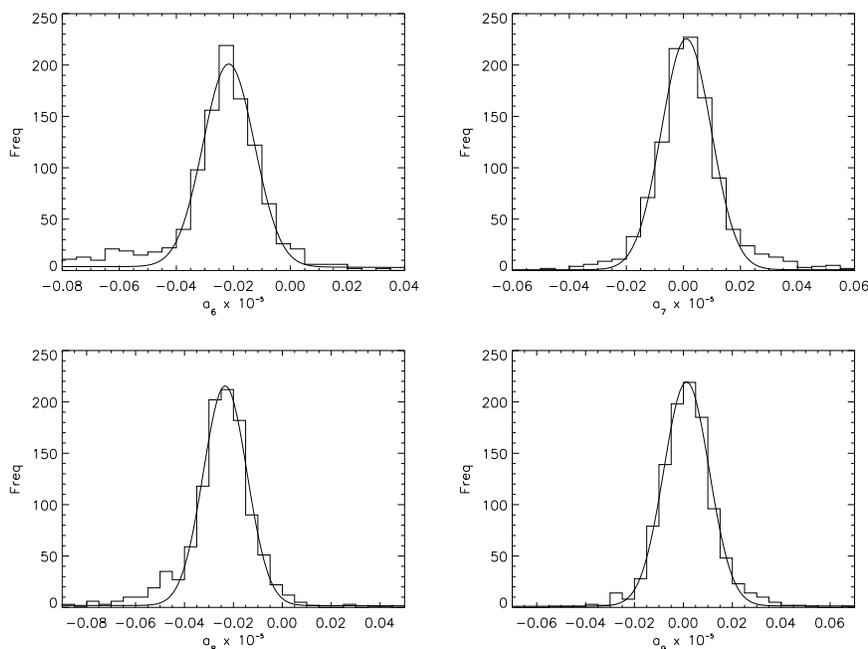


Figura 4.20: Distribución de los valores derivados para los coeficientes cúbicos correspondientes a α (los valores para δ son similares). Con estas distribuciones, así como las equivalentes para los coeficientes lineales y cuadráticos se han determinado los valores óptimos mencionados en el texto.

La rutina de reducción astrométrica proporciona también una estimación del punto tangente correspondiente a cada *frame*, mostrando que los apuntados del TCS varían no-

tablemente respecto a su valor nominal ($\Delta\alpha_0 \sim 30''$, $\Delta\delta_0 \sim 40''$), lo que justifica que se emplee una primera solución lineal para recalculer el punto tangente de cada *frame*. En cuanto a la distorsión, los resultados globales muestran que CAIN presenta una distorsión clásica, lo que significa que los términos de distorsión pueden expresarse de la forma:

$$\begin{aligned}\Delta X &= D(X^2 + Y^2)X \\ \Delta Y &= D(X^2 + Y^2)Y\end{aligned}\tag{4.5}$$

donde D es la constante de distorsión del sistema, que en el caso de CAIN toma el valor promedio de $D=0.0221 \times 10^{-5}'' \text{ pix}^{-3}$.

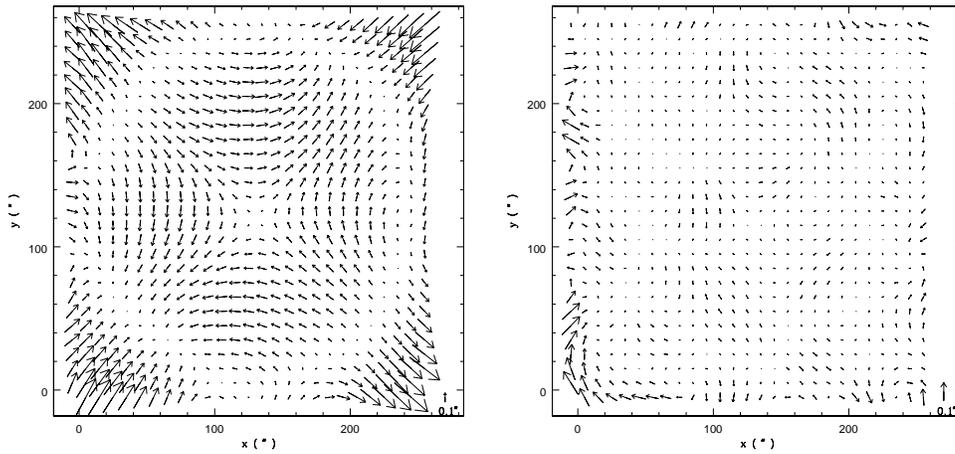


Figura 4.21: A la izquierda, distribución de residuos en función de las coordenadas (x, y) después de haber aplicado una solución lineal. Se aprecia un patrón fijo que representa una distorsión cúbica que se corrige finalmente cuando se introducen los términos de orden tres en la solución final, como se aprecia en la gráfica de la derecha.

Los residuos de las estrellas de referencia, es decir, las diferencias entre las medidas transformadas y las coordenadas de las estrellas estándar del catálogo, para todas las reducciones pueden agruparse como función de su posición en el plano focal, y así representarse como un campo vectorial. Los residuos correspondientes a la primera solución (lineal) muestran un patrón fijo que refleja la distorsión geométrica presente en el sistema telescopio/detector (esta representación se muestra en la Figura 4.21). El número de estrellas de referencia en cada *frame* varía entre 20 y 200 dependiendo de la posición del campo. El número de campos que han sido agrupados para generar el campo vectorial ha sido de 500, lo que permite determinar muy fácilmente el patrón de distorsión geométrica (una distorsión geométrica tiene lugar cuando la superficie del detector no es plana y presenta, por ejemplo, cierta curvatura). En este caso, la magnificación dependerá de la distancia a lo largo del eje óptico. Por norma general, el desplazamiento radial resultante es proporcional a r^3 , aunque no siempre se observa una simetría azimutal perfecta. Nosotros hemos considerado una solución general cúbica con el propósito de compensar esta distorsión. Como se aprecia en la Figura 4.21, al representar los residuos correspondientes a la solución final se observa

como el patrón de distorsión desaparece, lo que indica que el modelo cúbico es apropiado para eliminar este efecto.

Una vez que la reducción de cada *frame* de los que componen un campo se ha llevado a cabo, los 15 ó 25 *frames* se agrupan en una única lista. Las estrellas presentes en las zonas de solapamiento se identifican mediante el uso de una tolerancia de 1" en las posiciones, de modo que las múltiples detecciones correspondientes a la misma estrella se promedian, obteniendo un valor medio para tanto su posición como su magnitud. Finalmente, todos estos subcatálogos son agrupados para generar el catálogo final TCS-CAIN.

Estimación de los errores astrométricos

Para estimar la precisión interna de la astrometría se han usado objetos detectados en las áreas de solapamiento de cada *frame* (del mismo modo que se hizo para la fotometría). Éstos arrojan unos errores internos centrados en 0, con unas dispersiones de $\sigma_\alpha=0.15''$ y $\sigma_\delta=0.18''$ (r.m.s.), como se observa en la Figura 4.22.

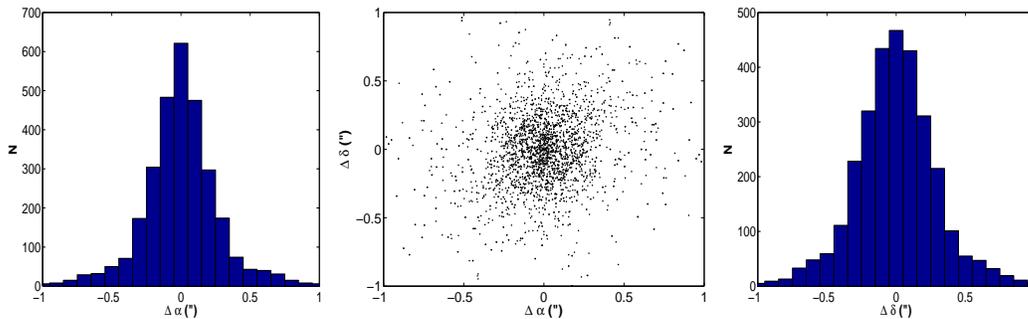


Figura 4.22: Diferencias astrométricas internas de TCS-CAIN, obtenidas comparando objetos detectados en las áreas de solapamiento entre *frames* adyacentes.

En cuanto a la precisión externa, las diferencias en las posiciones cuando comparamos con el catálogo USNO-B1.0 usado como referencia muestran una desviación estándar de $0.37''$, con unas diferencias medias de aproximadamente 0. Como es lógico, el catálogo TCS-CAIN está en el sistema del USNO-B1.0, como se puede ver en la Figura 4.23, con un error del entorno de $0.03''$. No obstante, como las diferencias están dominadas por los errores propios del USNO-B1.0, esta comparación no suministra información alguna respecto a las incertidumbres de TCS-CAIN. El catálogo UCAC2 (*The Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog*, Zacharias et al. 2003), por el contrario, es mucho más preciso que el USNO-B1.0, con unas precisiones posicionales estimadas en el rango de $0.035''$ a $0.07''$. Dado que estos errores son despreciables respecto a los errores internos de TCS-CAIN, la dispersión de las diferencias entre ambos catálogos serán reflejo de los errores de TCS-CAIN, ya que los errores de ambos catálogos se añaden en cuadratura.

En la Figura 4.23 se observan las diferencias entre ambos catálogos, obteniéndose unas dispersiones de aproximadamente $0.15''$, las cuales estarán indudablemente dominadas por las incertidumbres posicionales de TCS-CAIN, con lo que podemos concluir que estos valores suponen una estimación fiable de los errores de TCS-CAIN y que las grandes diferencias respecto a las estrellas de referencia se deben a errores internos propios en las posiciones

del USNO-B1.0.

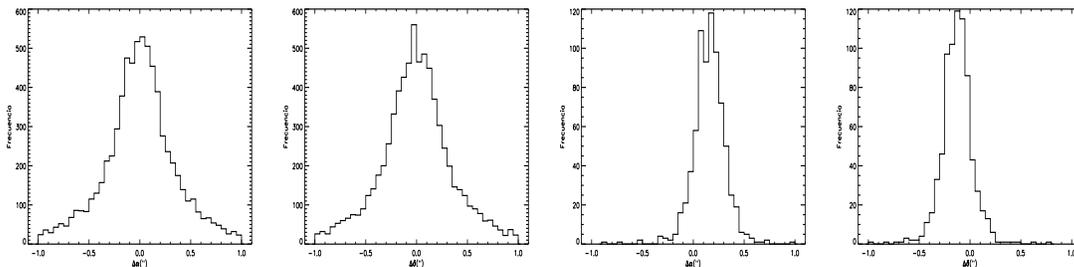


Figura 4.23: Histogramas de diferencias astrométricas de TCS-CAIN, respecto a los catálogos USNO-B1.0 (gráficos de la izquierda) y UCAC2 (gráficos de la derecha).

Al comparar las posiciones de nuestro catálogo con las posiciones en el USNO-B1.0 y UCAC2 también encontramos que los errores no presentan una ecuación de magnitud, lo que significa que no existe correlación entre la posición del centro de la imagen y la magnitud de la estrella en la imagen (Figura 4.24). Al no aparecer ningún patrón sistemático podemos considerar que nuestro catálogo está referido al sistema definido por el USNO-B1.0, esto es, el *International Celestial Reference System* (ICRS), aunque sospechamos que en estas regiones cercanas al plano cubiertas por TCS-CAIN, tan difíciles para la astrometría óptica, el USNO-B1.0 se desvía ligeramente del ICRS, como se desprende de las importantes diferencias encontradas respecto a las estrellas de referencia.

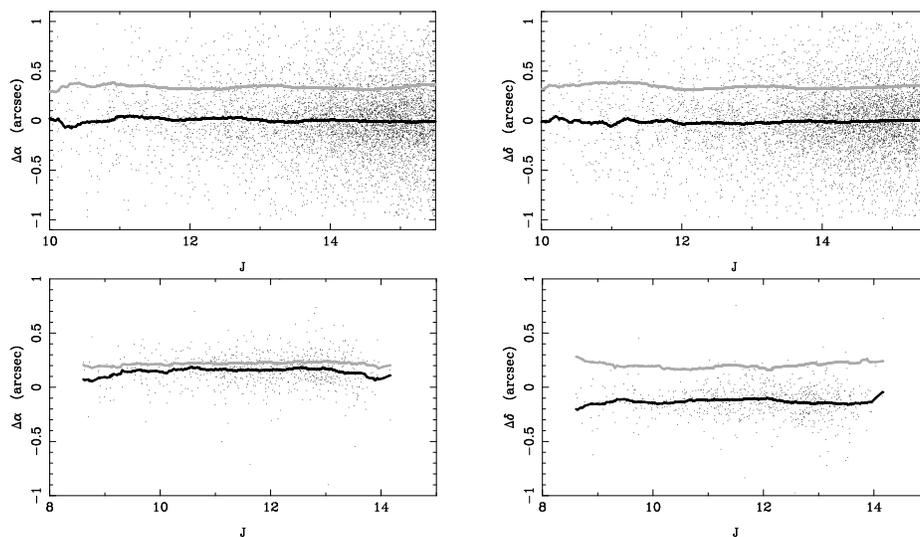


Figura 4.24: Diferencias astrométricas de TCS-CAIN en función de la magnitud con respecto al USNO-B1.0 (arriba) y al UCAC2 (abajo). La línea negra marca el promedio en cada intervalo de magnitud, mientras que la línea gris muestra la desviación estándar en los mismos intervalos.

4.5 Comparativa TCS-CAIN con 2MASS y DENIS

DENIS, y sobre todo 2MASS, proporcionan bases de datos completas para fuentes puntuales en el infrarrojo cercano. DENIS cubre aproximadamente el 97% del cielo del Hemisferio Sur, mientras que 2MASS cubre la totalidad del cielo, lo que lleva a preguntarse el porqué de invertir tiempo y esfuerzos en la realización de un survey infrarrojo, si no va a aportar nada nuevo para el estudio de la estructura Galáctica. La explicación se resume en una sola palabra: profundidad. Mientras que DENIS y 2MASS son surveys mucho más completos en cuanto al área de cielo cubierta, no lo son en cuanto a las magnitudes límites alcanzadas. Por un lado, los tiempos de exposición empleados en esos surveys no superan los 10 s, mientras que nosotros empleamos exposiciones de ~ 16 s, que en algunos casos se multiplica por un factor 5. Además, el tamaño de pixel tanto de DENIS como 2MASS es mayor que el de TCS-CAIN (3" en el primero y 2" en el segundo), lo que hace que éstos surveys estén mucho más afectados que TCS-CAIN, que usa un tamaño de pixel de 1", por efecto de confusión de fuentes (Figura 4.25). En conjunto, ambos factores tienen como resultado el que TCS-CAIN sea bastante más profundo en la mayor parte de las regiones Galácticas, preferentemente en zonas internas donde aumenta la confusión de fuentes, y en zonas donde la extinción es mayor. Estas regiones son de extrema importancia dado que en ellas se encuentran algunas de las estructuras más importantes del interior Galáctico, como el bulbo o la barra (ver Figura 4.26).

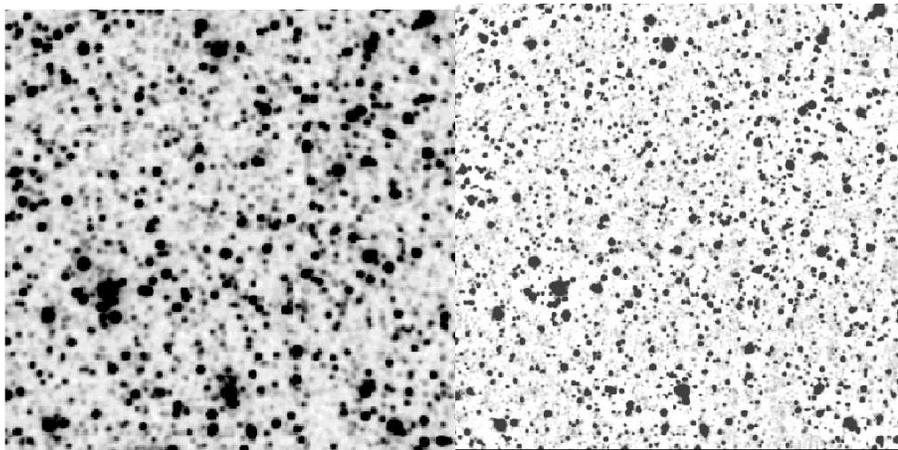


Figura 4.25: Imágenes de $4' \times 4'$ para el campo $l = 27^\circ$ $b = 0^\circ$ obtenidas de la base de datos de 2MASS (*izdqa.*) y de TCS-CAIN (*dcha.*). Se observa que la confusión de fuentes es mucho mayor en 2MASS que en TCS-CAIN.

El desarrollo de TCS-CAIN ha corrido paralelo con el progreso en DENIS y 2MASS, por lo que a lo largo de esta tesis, los datos de TCS-CAIN fueron también empleados para completar en cada momento los datos disponibles de los anteriores. Esto también afectó a la estrategia de observación, que fue variando a medida que más datos de los surveys anteriores fueron hechos disponibles. Podemos así considerar dos períodos diferentes:

- 1.- Hasta marzo de 2003: Sólo se disponía del *Second Incremental Data Release* de 2MASS, que cubría tan sólo un 47% del cielo, con zonas importantes en las que

se carecía de datos, como por ejemplo ($45^\circ < l < 55^\circ$, $|b| \leq 2^\circ$), coincidente con el punto tangencial al brazo de Sagitario-Carina, o ($90^\circ < l < 150^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$), zona donde es máximo el alabeo (*warp*) del disco de la Galaxia. Las observaciones de TCS-CAIN se concentraron en éstas dos zonas, aparte de la zona interna, siempre prioritaria a lo largo del survey.

- 2.- A partir de marzo de 2003: Se publican los datos del *All Sky Release*, de 2MASS con lo que quedó cubierta la totalidad de cielo. A partir de ese momento, las observaciones del survey TCS-CAIN se concentraron en la zona más interna de la Galaxia, donde podemos aprovechar la profundidad de TCS-CAIN frente a 2MASS y DENIS.

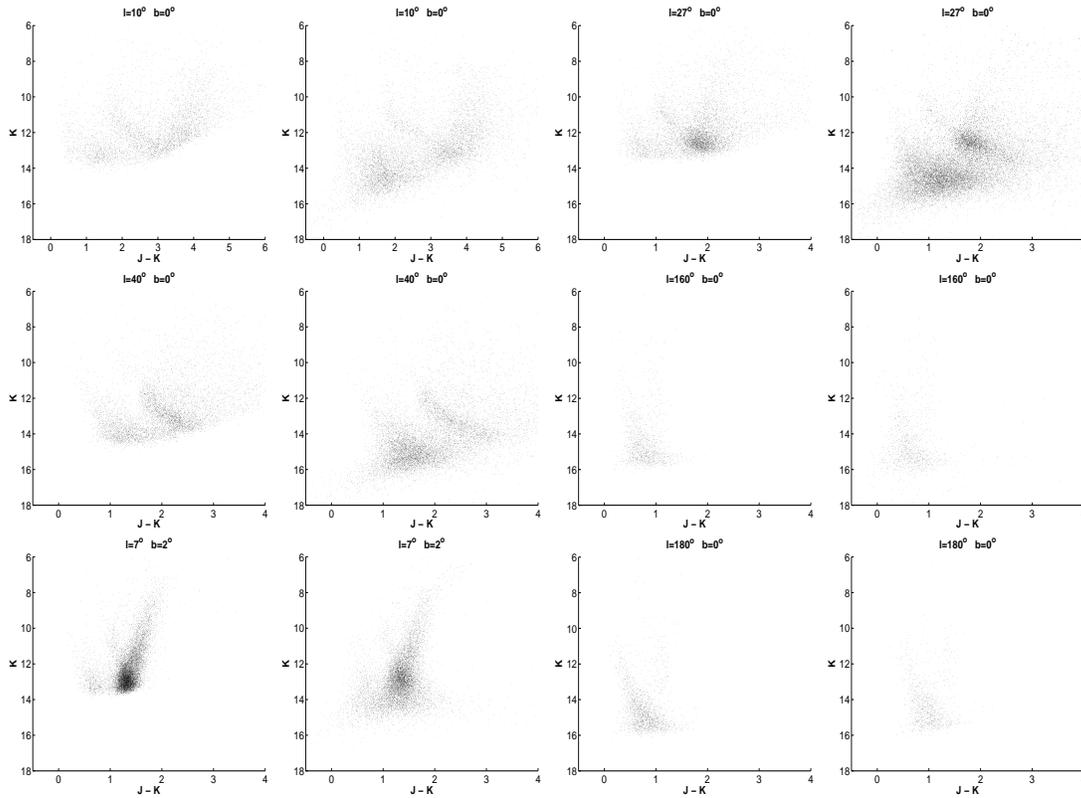


Figura 4.26: Comparación entre DCM obtenidos con 2MASS (representados en las gráficas de la izquierda) y con TCS-CAIN (a la derecha). Se observa la mayor ganancia de profundidad de TCS-CAIN en la banda K para $l < 90^\circ$ (aproximadamente 2 magnitudes en K para $l = 27^\circ$ $b = 0^\circ$) sin que se aprecien por contra importantes diferencias para $l > 90^\circ$. Esto dirige el uso del survey TCS-CAIN hacia regiones del interior de la Galaxia.

4.5.1 Correlación TCS-CAIN y 2MASS

Para estimar la precisión global, tanto en la astrometría como en la fotometría de TCS-CAIN, usaremos el survey 2MASS, al ser éste más completo que DENIS y presentar detecciones en los tres mismos filtros que TCS-CAIN. Seleccionamos así diferentes regiones para

comparar con 2MASS, la mayoría localizadas en el plano de la Galaxia, tanto en campos del disco externo como del disco interno. En nuestro análisis, separamos los datos provenientes de estas dos regiones ya que el mayor tamaño de pixel de 2MASS hace que aumente el efecto de confusión de fuentes en este último, lo que puede traducirse en que se produzcan falsas identificaciones cruzadas entre ambos catálogos que afecten a la distribución de diferencias. Hemos comparado también campos situados ligeramente fuera de plano, donde no cabe esperar efectos apreciables debidos a la mayor confusión y menor profundidad de la que adolece 2MASS.

Para la correlación entre ambos catálogos, sólo consideramos las estrellas con detecciones en los tres filtros, para comparar las dos listas considerando únicamente criterios astrométricos, es decir, extraemos las estrellas cuya posición difiera en ambos catálogos en menos de $1''$, tanto en ascensión recta como en declinación. Como la precisión astrométrica interna de 2MASS es mejor que $0.5''$, y la de TCS-CAIN es de $0.16''$, podemos considerar el valor de $1''$ bastante apropiado para evitar falsas identificaciones. Como el survey TCS-CAIN es más profundo que 2MASS, hemos limitado el rango de magnitudes a considerar en las comparaciones entre ambos surveys. Sólo extraeremos aquellas estrellas con magnitudes en los rangos: $10 < J < 15$, $10 < H < 13$ y $10 < K_s < 13$, valores todos ellos más de una magnitud por encima de las magnitudes límite de los surveys, y a la vez suficientemente alejadas del valor de saturación de los mismos. En el caso de los campos ubicados hacia el interior de la Galaxia, consideraremos un rango aún más corto, para evitar efectos de completitud en las listas. Así, para campos con $l < 45^\circ$ consideramos los intervalos: $10 < J < 13$, $10 < H < 12$ y $10 < K_s < 11$. Estas fuentes nos proporcionan las diferencias fotométricas y astrométricas entre ambos catálogos que se muestran en las Figuras 4.27 y 4.28. Los resultados de la comparación se muestran en la Tabla 4.6, donde se han agrupado los datos correspondientes a las diferentes coordenadas Galácticas por simplicidad. Las coordenadas correspondientes se muestran en las Columnas (1) y (2), mientras que la Columna (3) indica el número de estrellas identificadas. Las diferencias astrométricas se muestran en las Columnas (4) y (5), y, finalmente las diferencias fotométricas en los tres filtros se indican en las Columnas (6),(7) y (8). Cada valor correspondiente a la media de las diferencias muestra entre paréntesis su dispersión, la cual da una idea de la simetría de las distribuciones obtenidas. Los valores obtenidos para las diferencias medias no alcanza nunca un valor superior a 0.1 magnitudes en ningún filtro. Tan sólo es apreciable un ligero aumento, tanto de los promedios como de las dispersiones, para los campos ubicados en el interior de la Galaxia.

Como se observa en la Figura 4.27, en donde cada punto equivale a una asociación entre 2MASS y TCS-CAIN, las identificaciones se hallan centradas entorno al punto (0,0), con diferencias medias astrométricas de $\Delta\alpha = 0.033'' \pm 0.002''$ ($\sigma_\alpha = 0.192''$) y $\Delta\delta = -0.115'' \pm 0.003''$ ($\sigma_\delta = 0.202''$). En cuanto a las magnitudes, no se aprecia una diferencia sistemática entre ambos surveys, con valores promedio de $\langle \Delta J \rangle = 0.028 \pm 0.001$, $\langle \Delta H \rangle = 0.053 \pm 0.001$ y $\langle \Delta K_s \rangle = 0.019 \pm 0.001$, con dispersiones muy similares en los tres casos ($\sigma_J = \sigma_H = 0.136$, $\sigma_{K_s} = 0.156$). A la vista de los histogramas se aprecia que éstos no son completamente simétricos entorno al máximo, lo que puede estar debido a la mayor confusión de fuentes de 2MASS, que produce que las magnitudes medidas en éste sean sistemáticamente más brillantes que en TCS-CAIN. También, la forma de estas distribuciones reflejan las ligeras diferencias presentes entre los filtros empleados. Mientras que los filtros H de ambos surveys son muy parecidos, los filtros J y K de 2MASS muestran una mayor transmisión que los

Tabla 4.6: Regiones seleccionadas para la correlación entre TCS-CAIN y 2MASS

l	b	N	$\langle \Delta\alpha \rangle$	$\langle \Delta\delta \rangle$	$\langle \Delta J \rangle$	$\langle \Delta H \rangle$	$\langle \Delta K \rangle$
0°; 1°; 5°; 7° 10°; 12°; 15° 20°; 25°; 27° 30°; 31°; 32° 33°	0°	19528	0.045±0.002 (0.196)	-0.091±0.001 (0.208)	0.019±0.001 (0.148)	0.082±0.001 (0.149)	0.014±0.002 (0.183)
52°; 55°; 57°; 65° 70°; 75°; 95° 105°; 115°; 125° 135°; 140°; 150° 160°; 175°; 200°	0°	5537	0.034±0.003 (0.216)	-0.218±0.003 (0.189)	-0.017±0.002 (0.117)	0.014±0.001 (0.115)	-0.032±0.002 (0.116)
7°; 10°; 33°	2°	12012	0.032±0.002 (0.180)	-0.069±0.001 (0.201)	0.037±0.001 (0.167)	0.004±0.001 (0.117)	0.035±0.001 (0.130)
7°; 22°; 24°	-2°	9442	-0.018±0.003 (0.224)	-0.173±0.002 (0.226)	0.022±0.001 (0.130)	0.021±0.002 (0.141)	0.010±0.002 (0.150)

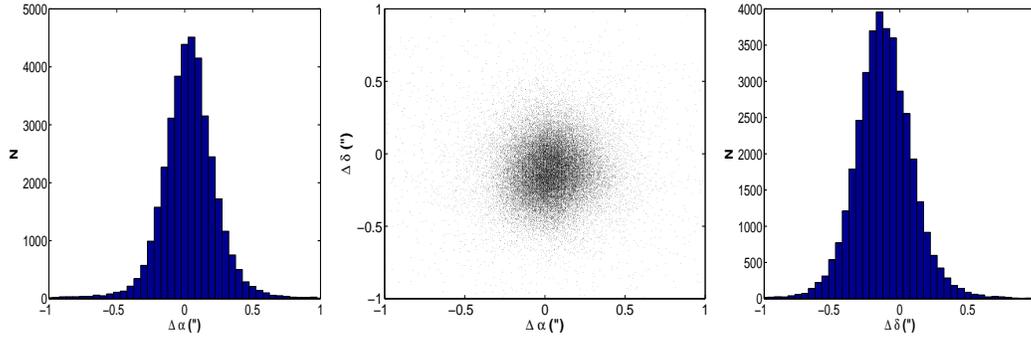


Figura 4.27: Diferencias astrométricas entre TCS-CAIN y 2MASS.

de TCS-CAIN para magnitudes menos enrojecidas (ver Figura 4.2). Los valores promedio de las diferencias no se ven afectados por la magnitud, como se observa en la Figura 4.29, por lo que no podemos considerar que no existe ninguna diferencia sistemática entre ambos sistemas.

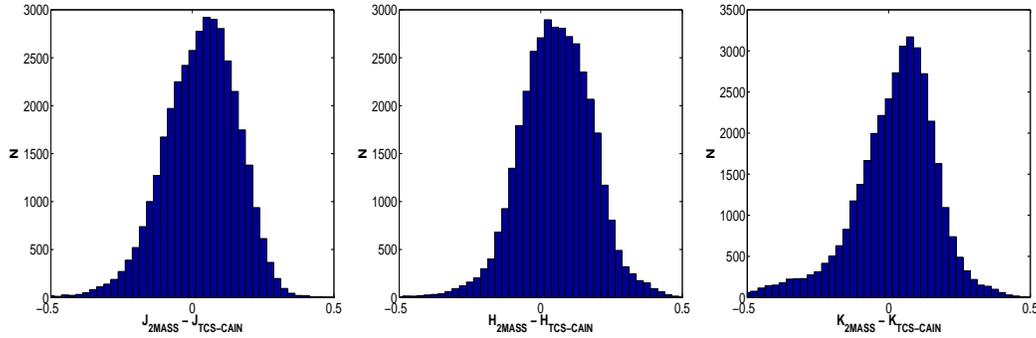


Figura 4.28: Histogramas de diferencias de magnitud para objetos medidos en 2MASS y TCS-CAIN.

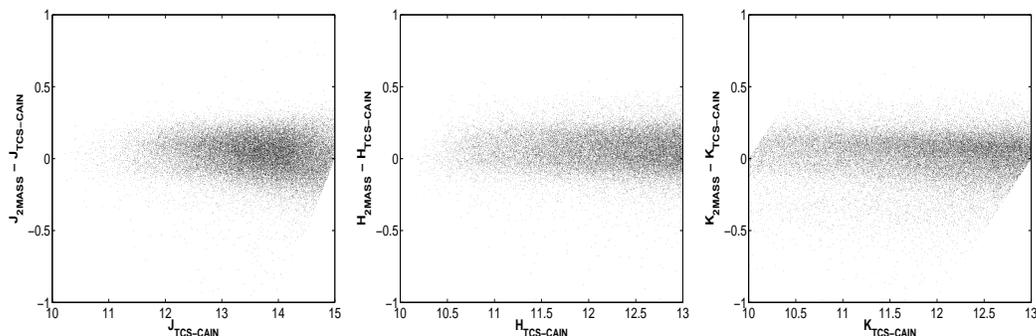


Figura 4.29: Dependencia de las diferencias fotométricas con la magnitud de las estrellas.

En cuanto a la dependencia con los colores, ajustando las diferencias de color entre TCS-CAIN y 2MASS, no se observa ningún término de color. Las transformaciones así obtenidas han sido:

$$\begin{aligned} (J - K)_{TCS-CAIN} &= (0.998 \pm 0.039) (J - K)_{2MASS} + (-0.006 \pm 0.002) \\ (J - H)_{TCS-CAIN} &= (1.022 \pm 0.043) (J - H)_{2MASS} + (-0.002 \pm 0.001) \\ (H - K)_{TCS-CAIN} &= (0.997 \pm 0.036) (H - K)_{2MASS} + (-0.001 \pm 0.001) \end{aligned}$$

Con todo ello, se demuestra que las diferencias fotométricas entre ambos surveys no son significativas en cuanto a la obtención de cuentas estelares, por lo que el uso combinado de TCS-CAIN con 2MASS queda justificado. Otra posibilidad importante que nos brinda TCS-CAIN es la del empleo de este survey, a resultados de su mayor profundidad, como una extensión de los resultados de 2MASS en determinadas regiones de la Galaxia.

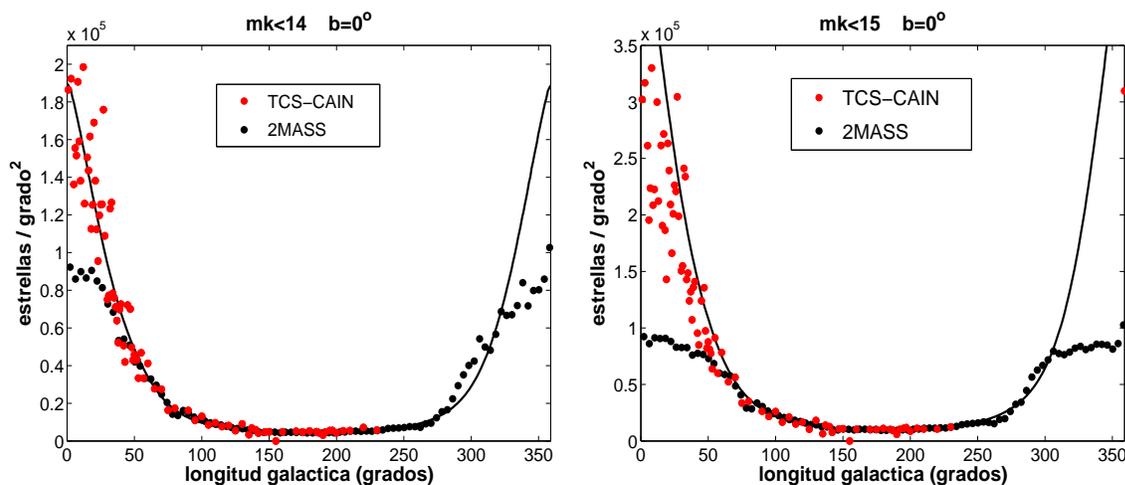


Figura 4.30: Cuentas estelares en el plano en la banda K, combinando los datos de TCS-CAIN y de 2MASS, para dos magnitudes límite diferentes. La línea continua muestra las predicciones del modelo de disco exponencial de López-Corredoira et al. (2002), obtenido únicamente a partir de las cuentas de 2MASS.

Como ejemplo ilustrativo, en la Figura 4.30 se muestran las cuentas estelares en el plano hasta $m_K < 14$ y $m_K < 15$ obtenidas con 2MASS y TCS-CAIN. Las cuentas de TCS-

CAIN son claramente coincidentes con las de 2MASS, lo que permitió completar los datos de éste durante la ausencia de datos correspondientes al *All Sky Release* del survey. En ambos casos se muestran las predicciones del modelo exponencial para la distribución estelar del disco externo que se presentó en López-Corredoira et al. (2002), y que constituye el capítulo 6 de la presente tesis. Mientras que las predicciones del modelo para $m_K < 14$ son confirmadas por los datos tanto de 2MASS como de TCS-CAIN (el modelo de disco externo se derivó únicamente empleando datos de 2MASS); para $m_K < 15$ se puede observar como a medida que nos movemos hacia el interior galáctico ($45^\circ < |l| < 90^\circ$), las predicciones del modelo son mayores que las cuentas estelares obtenidas con 2MASS, como resultado de estar sobrepasando la magnitud límite de este survey en esas longitudes. No obstante, los datos de TCS-CAIN siguen en concordancia con las predicciones del modelo aún en este rango de longitudes, ya que la magnitud límite de nuestro survey es notablemente mayor.

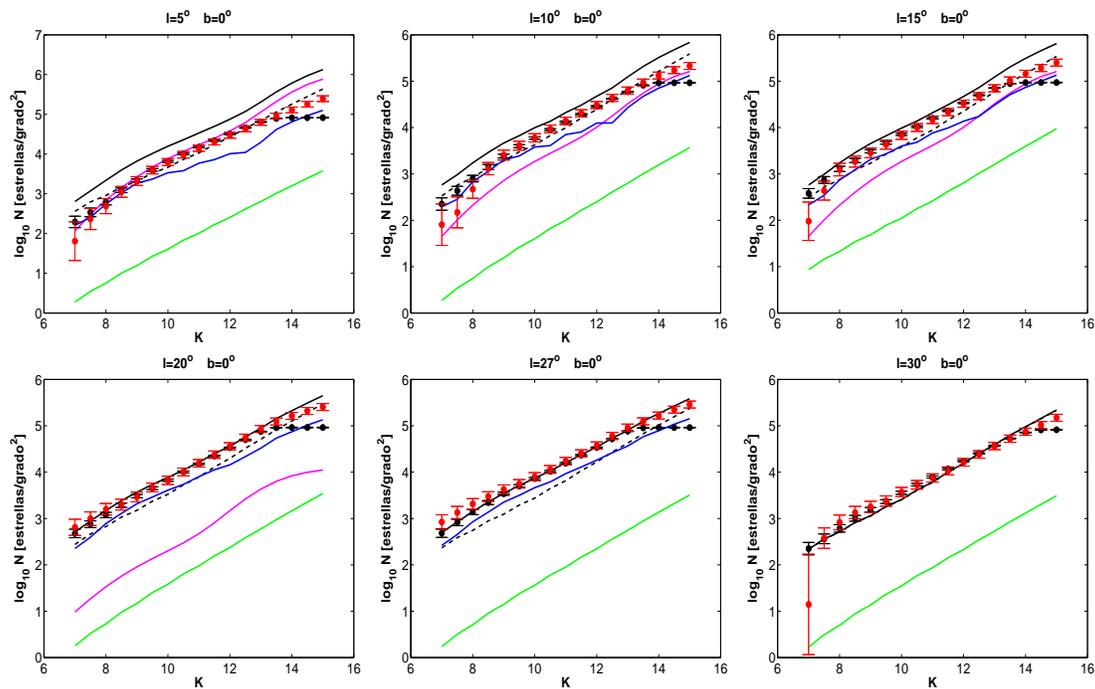


Figura 4.31: Cuentas estelares acumuladas en la banda K obtenidas con 2MASS (en negro) y TCS-CAIN (en rojo), junto con las predicciones de los diferentes modelos considerados para el interior de la Galaxia.

En la Figura 4.31 se muestran las cuentas acumuladas en la banda K obtenidas tanto con TCS-CAIN como con 2MASS en distintas direcciones hacia el interior de la Galaxia. En ellas se han representado las cuentas predichas para las principales componentes presentes en esas regiones:

- 1.- El bulbo obtenido en los trabajos de López-Corredoira et al. 2000 y 2004b (en magenta).
- 2.- Un disco interno truncado siguiendo los resultados expuestos en López-Corredoira et al. (2004a) y que se describen en profundidad en el capítulo 7 (línea discontinua).

- 3.- Una barra descrita por una ley exponencial en altura, la misma función de luminosidad del disco de Eaton et al. (1984) y con la geometría expuesta en Hammersley et al. (2000) y López-Corredoira et al. (2001a) (en azul).
- 4.- Un disco grueso siguiendo la ley exponencial enunciada en Cabrera-Lavers et al. (2004) y descrita en profundidad en el capítulo 8 (en verde).

La línea negra continua representa la suma de todas esas contribuciones, lo que da idea de la distribución de cuentas acumulada esperada para esos campos. Se observa que las cuentas obtenidas con TCS-CAIN son al menos una magnitud más profundas que las obtenidas con 2MASS, siguiendo claramente con las predicciones de los modelos. Hay otras componentes, como los brazos espirales y el anillo que también contribuyen a las cuentas para las regiones internas, sin embargo, no hemos representado las direcciones tangentes a éstas estructuras, que es donde verdaderamente influyen en las cuentas.

4.5.2 Correlación TCS-CAIN y DENIS

El catálogo DENIS proporciona muy pocos campos comunes a TCS-CAIN, por lo que la correlación entre ambos surveys no produce resultados verdaderamente significativos. No obstante, en virtud de los resultados de §3.9.1, podemos asegurar que dado que 2MASS y DENIS son más o menos equivalentes, y que 2MASS tampoco presenta diferencias importantes respecto a TCS-CAIN. Las tres bases de datos podrán ser usadas de modo conjunto en cualquier estudio basado en cuentas estelares que se realice en un futuro (ver Figura 4.32).

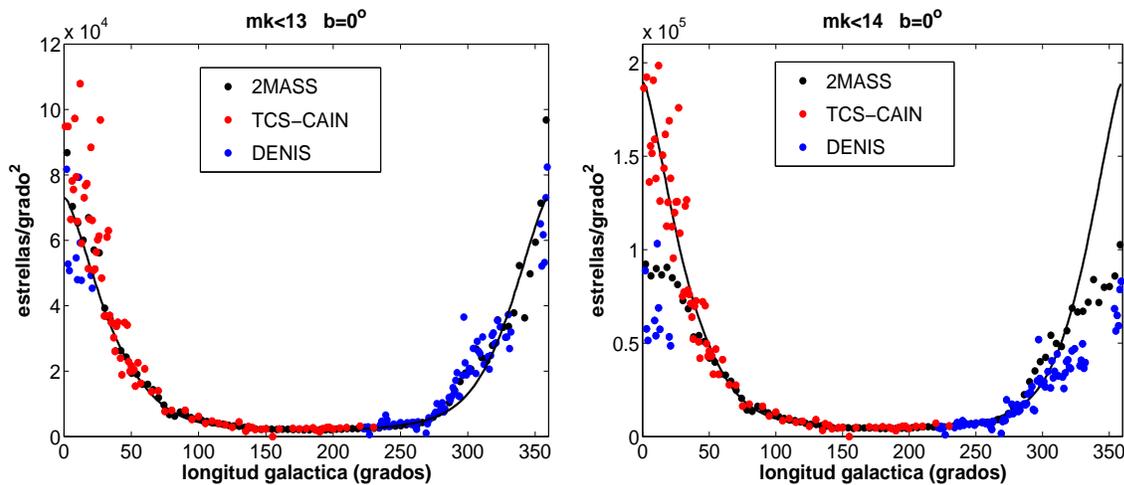


Figura 4.32: Cuentas estelares en el plano en la banda K, combinando los datos de TCS-CAIN, DENIS y de 2MASS, para dos magnitudes límite diferentes. Al igual que en la Figura 4.30 la línea continua muestra las predicciones del modelo de disco exponencial de López-Corredoira et al. (2002), obtenido únicamente a partir de las cuentas de 2MASS. Observamos que las tres bases de datos siguen aproximadamente las predicciones del modelo con algunas diferencias a medida que nos movemos al interior de la Galaxia por el efecto de confusión de fuentes, siendo TCS-CAIN más profundo que 2MASS y éste a su vez más profundo que DENIS.

4.6 El catálogo final TCS-CAIN

El catálogo final TCS-CAIN, una vez realizada su reducción fotométrica y astrométrica contiene las posiciones y magnitudes J, H y K_s para aproximadamente 10 millones de fuentes puntuales. El catálogo estará disponible en breve a través de la web, y su formato es el que sigue:

1	(ID)	ID del catálogo ^a
2	(α)	Ascensión recta J2000 (grados)
3	(δ)	Declinación J2000 (grados)
4	(l)	longitud Galáctica (grados)
5	(b)	latitud Galáctica (grados)
6	(x)	Coordenada X en el <i>frame</i> correspondiente (píxeles)
7	(y)	Coordenada Y en el <i>frame</i> correspondiente (píxeles)
8	(J)	magnitud en J ^b
9	(H)	magnitud en H ^b
10	(K)	magnitud en K_s ^b
11	(N)	Numero de detecciones en las áreas de solapamiento
12	(ID <i>USNO</i>)	Número de identificación de la estrella en el catálogo USNO-B1.0 ^c

^a El ID de TCS-CAIN viene en la forma “cainlll+/-bbb-ffnnnn” donde lll+/-bbb designa las coordenadas Galácticas del centro del campo al que pertenece la imagen, y ffnnnn \equiv número del *frame* (desde 11 hasta 55) x 10000 + número de la estrella dentro del *frame*. Por ejemplo, la primera estrella del segundo *frame* del campo centrado en $l=26^\circ$ $b=-1^\circ$ se describirá como cain260-010-120001.

^b El valor 99.999 indica que no hay detección en ese filtro.

^c La identificación de la estrella con el catálogo USNO-B1.0 se hace mediante coincidencia en las posiciones en ambos catálogos, con una tolerancia de 1”.

Además de esta información, cada fichero correspondiente a cada campo observado guarda las cabeceras asociadas con cada uno de los *frames* que constituyen el mismo, con información relevante tal como la fecha de la observación de cada *frame*, masa de aire del *frame*, las constantes de calibración empleadas, una estimación de los errores fotométricos basada en la incertidumbre en los *zeropoints* de la noche correspondiente, las constantes de placa asociadas a la reducción astrométrica del *frame* (coeficientes de la solución cúbica astrométrica), las coordenadas centrales de cada *frame*, así como el punto tangente calculado para el mismo (y su desplazamiento en segundos de arco respecto al correspondiente con el apuntado del telescopio). En la Figura 4.33 se muestra un ejemplo reducido de la cabecera asociada a un *frame*, teniendo en cuenta que al principio de cada fichero se incluyen las cabeceras de tantos *frames* como se hayan observado en ese campo (generalmente 15 y en algunos casos 25), mientras que en la Figura 4.34 se muestran las primeras 40 estrellas del fichero correspondiente al campo $l = 32^\circ$ $b = 0^\circ$.

```

# -----
# wi0145dc02r01
# -----
# DATE      : 1999-06-13
# UT        : 4:12:58
# ST        : 20:35:05
# EPOCH     : 1999.45
# RA        : 18:46:38
# DEC       : - 2:39:43
# AIRMASS   : 1.313
# ZD        : 40:27:34
#
# Error_J   : 0.017
# Error_H   : 0.015
# Error_K   : 0.020
# Z_J       : 23.630
# Z_H       : 23.500
# Z_K       : 22.692
# K_J       : 0.131
# K_H       : 0.063
# K_K       : 0.072
#
# No. stars :      3116
# No. ref_usno :      185
# RMS_RA    :      0.334 (")
# RMS_DEC   :      0.354 (")
# RA_center : 281.657944 (dg)
# DEC_center : -2.676287 (dg)
# OFFSET_RA :      1 (")
# OFFSET_DEC :      51 (")
#
# RA solution :
# X          -1.79388222E-02
# Y          -1.00186008E+00
# const      -9.93633151E-02
# X*X        3.54357794E-06
# X*Y        7.93675508E-08
# Y*Y        3.76830477E-06
# X*X*X      3.34933908E-09
# X*X*Y      3.18646223E-07
# X*Y*Y      -8.45518818E-08
# Y*Y*Y      3.26441853E-07
#
# DEC solution :
# Y          -1.92074094E-02
# X          1.00322145E+00
# const      -6.00703300E-02
# Y*Y        8.27644310E-06
# Y*X        2.06677335E-06
# X*X        5.04181554E-07
# Y*Y*Y      1.06074580E-07
# Y*Y*X      -1.74580057E-07
# Y*X*X      -2.89533237E-08
# X*X*X      -1.49580103E-07
#
# ^
# .....

```

Figura 4.33: Ejemplo de la cabecera de un *frame* tal como aparece en el catálogo final de TCS-CAIN.

- *wi0145dc02r01*: Cada *frame* tiene un código interno de identificación de cuatro cifras (0145 en este caso). El prefijo *wi* significa que el campo ha sido observado en modo *short*, y la terminación *dc02r01* indica que se trata del primer *frame* (definido por su ascensión recta) del segundo barrido (definido por su declinación).
- *DATE*, *UT*, *ST*, *EPOCH*: Fecha, Tiempo Universal, Tiempo Sidéreo y Época correspondiente a la observación.
- *RA*, *DEC*: Ascensión recta y Declinación del centro del *frame*, de acuerdo con el apuntado del telescopio.
- *AIRMASS*: Masa de aire.
- *ZD*: Distancia zenital.
- *Error_J*, *Error_H*, *Error_K*: Estimación del error en las magnitudes de los tres filtros, como resultado de las incertidumbres en la calibración. El catálogo no suministra los errores fotométricos para cada estrella, pero como se vió en §4.3.8 éstos son del orden de ~ 0.11 mag en cada filtro.
- *Z_J*, *Z_H*, *Z_K*: Valores de los *zeropoints* en cada filtro para esa noche.
- *K_J*, *K_H*, *K_K*: Valores de los coeficientes de extinción atmosférica en cada filtro para esa noche.
- *No. stars*: Número de estrellas totales que incluye el *frame*.
- *No. ref_usno*: Número de estrellas de referencia del catálogo USNO-B1.0 identificadas en el área de cielo cubierta por el *frame*.
- *RMS_RA*, *RMS_DEC*: Desviaciones promedio r.m.s de los valores de la ascensión recta y declinación de las estrellas del catálogo respecto a las del USNO-B1.0.
- *RA_center*, *DEC_center*: Coordenadas centrales del campo, en grados, una vez recalculado el punto tangente con las estrellas del USNO-B1.0.
- *OFFSET_RA*, *OFFSET_DEC*: Diferencia entre las coordenadas centrales del *frame* suministradas inicialmente por el telescopio y las obtenidas finalmente del catálogo del USNO-B1.0.
- *RA_solution*, *DEC_solution*: Coeficientes de transformación para las soluciones cúbicas de la astrometría, tanto para la ascensión recta como para la declinación. En cada caso se incluyen los valores de los 10 términos de transformación necesarios.

#	id	AR_j2000	DEC_j2000	l	b	x	y	J	H	K	img	USNO-B1.0
cairn032+000-210001	282.607973	-0.898911	32.025978	-0.187378	113.46	1.61	99.999	17.085	99.999	1		
cairn032+000-210002	282.608055	-0.915155	32.011559	-0.194858	55.29	1.87	99.999	16.979	99.999	1		
cairn032+000-210003	282.608036	-0.909192	32.016857	-0.192122	76.59	1.73	99.999	16.268	99.999	1		
cairn032+000-210004	282.607666	-0.876020	32.046257	-0.176756	196.45	1.62	99.999	16.911	99.999	1		
cairn032+000-210005	282.607697	-0.867965	32.053394	-0.173021	226.04	1.63	99.999	17.624	99.999	1		
cairn032+000-210006	282.607600	-0.864470	32.056461	-0.171341	238.95	1.87	17.419	16.020	99.999	1		0890-00389960
cairn032+000-210007	282.608080	-0.927641	32.000458	-0.200573	10.84	2.23	16.503	16.478	99.999	1		
cairn032+000-210008	282.607333	-0.862053	32.058490	-0.170001	247.90	2.73	9.033	8.691	99.999	1		
cairn032+000-210009	282.607649	-0.887484	32.036001	-0.181879	154.71	2.38	99.999	15.325	99.999	1		
cairn032+000-210010	282.607543	-0.878756	32.043720	-0.177805	186.45	2.48	15.547	14.950	99.999	1		
cairn032+000-210011	282.607446	-0.869621	32.051806	-0.173553	219.93	2.55	99.999	17.212	99.999	1		
cairn032+000-210012	282.607561	-0.893892	32.030257	-0.184723	131.54	2.89	14.670	13.580	99.999	1		
cairn032+000-210013	282.607560	-0.895931	32.037342	-0.181091	160.34	2.64	12.688	11.372	99.999	1		
cairn032+000-210014	282.607530	-0.879877	32.042717	-0.178304	182.36	2.56	13.683	12.909	99.999	1		
cairn032+000-210015	282.607420	-0.896798	32.027607	-0.185922	121.07	3.48	99.999	17.382	99.999	1		
cairn032+000-210016	282.607528	-0.888041	32.035450	-0.182025	152.69	2.82	15.145	13.666	99.999	1		
cairn032+000-210017	282.607307	-0.867064	32.054018	-0.172363	229.35	2.96	16.708	16.442	99.999	1		
cairn032+000-210018	282.607860	-0.928731	31.999387	-0.200875	6.97	3.05	16.062	15.126	99.999	1		
cairn032+000-210019	282.607668	-0.916952	32.009783	-0.195333	48.89	3.30	99.999	16.676	99.999	1		
cairn032+000-210020	282.607572	-0.910996	32.015040	-0.192531	70.15	3.43	99.999	17.314	99.999	1		
cairn032+000-210021	282.607261	-0.876286	32.045790	-0.176427	195.47	3.39	17.368	16.803	99.999	1		
cairn032+000-210022	282.607102	-0.871040	32.050386	-0.173894	214.70	3.79	16.366	15.626	99.999	1		
cairn032+000-210023	282.607158	-0.860669	32.059642	-0.169215	253.03	3.30	13.823	12.831	99.999	1		
cairn032+000-210024	282.607412	-0.889773	32.033855	-0.182712	146.42	3.28	99.999	17.766	99.999	1		
cairn032+000-210025	282.607193	-0.874346	32.047485	-0.175482	202.57	3.57	16.874	15.148	99.999	1		
cairn032+000-210026	282.607646	-0.926635	32.001155	-0.199729	14.42	3.73	99.999	17.098	99.999	1		
cairn032+000-210027	282.607329	-0.908558	32.017099	-0.191204	78.87	4.20	99.999	16.680	99.999	1		
cairn032+000-210028	282.606998	-0.866512	32.054369	-0.171737	231.38	4.02	99.999	16.303	99.999	1		
cairn032+000-210029	282.607398	-0.923178	32.004119	-0.197931	26.72	4.48	99.999	16.471	99.999	1		
cairn032+000-210030	282.607172	-0.909336	32.016335	-0.191419	76.09	4.78	99.999	16.358	99.999	1		
cairn032+000-210031	282.607381	-0.925061	32.002435	-0.198775	20.02	4.61	99.999	16.345	99.999	1		
cairn032+000-210032	282.607053	-0.899192	32.025309	-0.186687	112.46	4.85	99.999	16.712	99.999	1		
cairn032+000-210033	282.606901	-0.868634	32.052436	-0.172618	223.55	4.42	99.999	16.958	15.160	1		
cairn032+000-210034	282.607097	-0.907704	32.017753	-0.190608	81.93	4.99	16.245	15.396	99.999	1		
cairn032+000-210035	282.607043	-0.913059	32.030763	-0.183882	134.55	4.68	99.999	17.959	99.999	1		
cairn032+000-210036	282.607027	-0.851118	32.011123	-0.193926	55.44	5.50	16.184	14.060	99.999	1		
cairn032+000-210037	282.607097	-0.903450	32.021539	-0.188668	97.17	4.84	16.155	16.809	99.999	1		
cairn032+000-210038	282.606848	-0.897116	32.027063	-0.185558	119.93	5.50	17.701	16.905	99.999	1		
cairn032+000-210039	282.606727	-0.883232	32.039365	-0.179120	170.14	5.47	13.087	13.744	99.999	1		
cairn032+000-210040	282.606766	-0.895939	32.028073	-0.184948	124.17	5.75	99.999	16.141	99.999	1		

Figura 4.34: Ejemplo del contenido del catálogo TCS-CAIN, con las primeras 40 estrellas del campo $l = 32^\circ$, $b = 0^\circ$. El significado de cada columna es el descrito al comienzo de esta sección.

A continuación se enumeran los campos observados durante la realización del survey TCS-CAIN, con algunas de sus principales características: Coordenadas galácticas centrales del campo, número de identificación interna del campo, modo de observación, día de observación, área cubierta por el campo (en grados²), y número de fuentes puntuales detectadas en cada uno de los filtros, así como el número de identificaciones simultáneas en dos o más de los filtros empleados.

Tabla 4.7: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
0	0	0001	short	05/06/99	0.0723	53301	13961	34386	39395	9759	8601	24124	8043
0	1	0323	short	07/06/00	0.0738	34493	27673	27547	27387	22923	23101	23444	21354
0	2	0309	short	13/05/00	0.0716	32811	26005	28825	25489	23441	22482	23247	21662
0	5	0303	short	13/05/00	0.0713	23313	18335	20214	11870	15581	11343	11251	11069
0	10	0379	short	26/05/00	0.0721	6924	3539	6259	–	2874	–	–	–
0	3.5	0790	short	18/06/01	0.0728	26379	23511	14379	–	11511	–	–	–
0	7.5	0830	short	13/06/01	0.0735	34928	22130	18868	–	6070	–	–	–
0	-1	0320	short	06/06/00	0.0711	39356	28306	32758	31448	24499	23906	27490	22739
0	-2	0314	short	16/05/00	0.0558	40163	33176	33817	30744	28777	27327	27484	26014
0	-5	0380	short	30/07/00	0.0717	57912	41567	31766	–	15421	–	–	–
0	-10	0381	short	14/09/00	0.0727	20076	19368	2887	–	2179	–	–	–
1	0	0101	long	15/08/01	0.0715	35873	14639	21471	24823	8412	6561	16331	6244
1	1	0324	short	07/06/00	0.0731	28499	20460	21901	22208	16592	16946	17902	15370
1	2	0310	short	15/05/00	0.0698	34781	27849	30443	26387	24809	23600	24192	22703
1	5	0304	short	13/05/00	0.0729	19733	14679	17883	10888	13103	10382	10424	10192
1	10	0382	short	26/05/00	0.0721	6827	3321	6272	–	2766	–	–	–
1	-1	0321	short	29/07/00	0.0481	32111	24493	24795	23460	19461	18777	20116	17717
1	-2	0315	short	16/05/00	0.0530	33455	24825	26882	23094	19984	19074	20100	17812
1	-5	0383	short	30/07/00	0.0730	56385	41304	30756	–	15675	–	–	–
1	-10	0384	short	30/07/00	0.0720	72099	49579	30840	–	8320	–	–	–
2	2	0385	short	06/06/00	0.0692	29958	22948	27983	–	20973	–	–	–
2	5	0017	short	19/06/99	0.0719	30390	18007	25972	–	13589	–	–	–
2	10	0018	short	07/09/99	0.0777	7522	2994	6947	–	2419	–	–	–
2	-2	0019	short	19/06/99	0.0652	44830	34843	37590	–	27603	–	–	–
2	-5	0020	short	11/09/99	0.0738	25331	19288	22656	–	16613	–	–	–
2	-10	0386	short	18/09/00	0.0722	15324	13082	4195	–	1953	–	–	–
3	0	0102	long	05/08/02	0.0752	39783	16408	28518	30960	12944	11400	22843	11084
3	1	0329	short	29/05/00	0.0744	27693	15057	25203	22523	14173	13889	20604	13576
3	2	0328	short	15/05/00	0.0737	33446	25608	29665	23732	22945	21186	21930	20502
3	5	0327	short	16/05/00	0.0550	17639	12646	15658	8854	10980	8338	8329	8128
3	10	0326	short	26/05/00	0.0721	7090	3793	6377	2150	3154	1971	2051	1946
3	0.5	0330	short	29/05/00	0.0745	27148	10139	24074	21713	9409	8952	19207	8790
3	-0.5	0332	short	06/06/00	0.0734	32580	15505	28283	26004	13879	12923	23034	12624
3	-1	0333	short	06/06/00	0.0718	31289	20563	27430	24109	18403	17405	21930	16925
3	-2	0334	short	16/05/00	0.0507	36102	28540	31576	25425	25305	22719	23381	21966
3	-5	0335	short	28/05/00	0.0719	30888	23714	26075	13755	19433	12952	12872	12601
3	-10	0336	short	28/05/00	0.0742	9180	5581	7492	2497	4014	2357	2323	2304
5	0	0029	short	13/06/99	0.0736	52640	16707	41259	35079	13629	12639	25770	11633
5	1	0711	short	14/09/00	0.0720	31478	24400	22190	17278	15752	14067	16364	13793
5	2	0311	short	08/05/00	0.0719	27026	21901	23800	16820	19256	15808	15803	15372

Tabla 4.8: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
5	5	0305	short	06/05/00	0.0719	26731	16653	21440	9140	11838	8407	8237	7980
5	10	0390	short	26/05/00	0.0717	8214	5263	7383	–	4432	–	–	–
5	15	0550	short	25/05/00	0.0711	1426	1187	1225	–	986	–	–	–
5	20	0540	short	25/05/00	0.0694	896	677	780	–	561	–	–	–
5	0.5	0735	short	13/09/00	0.0482	6153	2933	5614	4205	2620	2283	3945	2249
5	-0.5	0736	short	13/09/00	0.0719	13232	6407	11868	9303	5727	4432	8557	4370
5	3.5	0791	short	18/06/01	0.0721	28430	25365	15239	–	12174	–	–	–
5	-3.5	0811	short	22/06/01	0.0603	22570	20110	13417	–	10957	–	–	–
5	7.5	0831	short	18/06/01	0.0721	27409	26329	5502	–	4422	–	–	–
5	-1	0712	short	13/09/00	0.0738	12915	7584	11831	8348	6863	5611	7909	5535
5	-2	0316	short	16/05/00	0.0696	28446	20180	23103	17661	15960	14790	15295	13547
5	-5	0034	short	08/09/99	0.0727	31062	26410	24193	–	19541	–	–	–
5	-10	0391	short	06/05/00	0.0723	7471	5190	6059	–	3778	–	–	–
6	0	0701	short	14/09/00	0.0632	25534	16519	14541	12620	6927	6163	11050	5994
6	1	0702	short	19/09/00	0.0719	30348	23987	20552	14696	14933	12728	13507	12281
7	0	0103	long	18/08/01	0.0680	24156	14069	16418	16368	9138	8107	13324	7870
7	1	0713	short	14/06/01	0.0716	22620	12477	20726	16338	11697	10983	15034	10793
7	2	0117	long	19/05/02	0.0731	16725	12566	14598	11804	11376	10226	10634	9993
7	5	0306	short	06/05/00	0.0722	15050	12191	11784	6567	9161	6278	6106	6053
7	10	0392	short	25/05/00	0.0697	7123	5604	6149	–	4630	–	–	–
7	0.5	0737	short	30/07/00	0.0713	66652	44009	32184	24160	14575	12651	17719	11244
7	-0.5	0738	short	20/09/00	0.0715	35612	25780	16790	13546	8635	7178	11530	6839
7	-1	0714	short	13/06/01	0.0728	27781	17403	24063	18803	15352	13141	16780	12785
7	-2	0317	short	15/05/00	0.0674	22056	15213	19680	14333	13445	12257	13349	11881
7	-5	0393	short	16/05/00	0.0740	27329	22047	22759	–	17477	–	–	–
7	-10	0394	short	25/05/00	0.0738	6652	4697	5993	–	4038	–	–	–
8	0	0704	short	16/09/00	0.0710	87732	57158	36819	36431	18094	17220	20742	13380
8	1	0705	short	14/06/01	0.0720	26486	16270	24617	18514	15325	14188	17335	13933
8	2	0753	short	04/06/00	0.0489	13306	10070	12008	–	8772	–	–	–
8	5	0755	short	17/06/01	0.0712	10396	7591	9583	–	6778	–	–	–
8	10	0757	short	17/06/01	0.0706	3760	2886	3315	–	2441	–	–	–
8	-1	0706	short	14/06/01	0.0737	26114	13916	23733	18022	12842	11663	16475	11423
8	-2	0754	short	20/06/01	0.0480	20542	17508	11625	–	8591	–	–	–
8	-5	0756	short	13/06/01	0.0714	17113	12973	15100	–	10960	–	–	–
8	-10	0758	short	21/06/01	0.0695	28651	26113	4736	–	2198	–	–	–
9	0	0707	short	19/09/00	0.0727	32817	22956	19450	15502	11268	9171	13514	8862
9	1	0708	short	14/06/01	0.0729	24271	13811	22603	16435	13055	12030	15344	11851
9	-1	0709	short	14/06/01	0.0726	26206	15091	23825	17773	13895	12181	16341	11934
10	0	0104	long	01/08/02	0.0714	25474	11562	20168	19656	9382	8494	16394	8358
10	1	0715	short	19/06/01	0.0715	34278	25061	15627	13169	9468	7848	9567	7304
10	2	0313	short	15/05/00	0.0726	20933	13542	19583	12542	12595	11042	11958	10861
10	10	0395	short	21/05/00	0.0699	7425	5266	6251	–	4092	–	–	–
10	15	0549	short	25/05/00	0.0706	1443	1177	1248	–	982	–	–	–
10	20	0539	short	25/05/00	0.0697	893	599	770	–	476	–	–	–
10	0.5	0739	short	30/07/00	0.0708	65654	43465	33113	24934	16080	13900	18355	12477
10	-0.5	0740	short	16/06/01	0.0728	27313	12370	22157	18527	10573	8695	14958	8485
10	3.5	0792	short	18/06/01	0.0722	24385	22840	7968	–	6423	–	–	–
10	-3.5	0812	short	20/06/01	0.0720	30935	27234	14255	–	10554	–	–	–
10	7.5	0832	short	17/06/01	0.0707	7911	5620	7022	–	4731	–	–	–
10	-1	0716	short	14/09/00	0.0674	22881	17539	11998	9153	7326	5869	8320	5706
10	-2	0318	short	29/05/00	0.0725	23391	17514	21340	14398	15999	13172	13582	12892
10	-5	0396	short	15/05/00	0.0719	20834	15728	17794	–	12688	–	–	–
10	-10	0397	short	25/05/00	0.0724	5767	3843	5282	–	3358	–	–	–
12	0	0338	short	28/05/00	0.0722	35589	19985	31116	25439	18027	16022	22548	15646
12	2	0339	short	28/05/00	0.0694	22534	15112	21200	–	13778	–	–	–
12	5	0760	short	16/06/01	0.0713	19960	14575	17125	–	11740	–	–	–
12	10	0762	short	17/06/01	0.0707	2531	1815	2251	–	1535	–	–	–
12	-2	0337	short	28/05/00	0.0633	21111	15229	19606	–	13724	–	–	–
12	-5	0759	short	16/06/01	0.0719	20567	13415	17513	–	10361	–	–	–
12	-10	0761	short	20/06/01	0.0716	31985	29180	5384	–	2579	–	–	–

Tabla 4.9: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
13	0	0340	short	25/05/00	0.0727	23946	9041	19798	17948	8141	6913	14581	6794
13	2	0763	short	17/06/01	0.0702	16941	12698	16155	–	11912	–	–	–
13	5	0765	short	17/06/01	0.0705	9373	7459	8620	–	6706	–	–	–
13	10	0767	short	14/06/01	0.0684	5413	3687	4914	–	3188	–	–	–
13	-2	0764	short	14/06/01	0.0709	21762	15072	20780	–	14090	–	–	–
13	-5	0766	short	13/06/01	0.0708	11796	8755	10386	–	7345	–	–	–
13	-10	0768	short	21/06/01	0.0723	27094	25027	3665	–	1598	–	–	–
15	0	0050	short	13/06/99	0.0706	48615	18942	38310	32231	15970	14316	23895	13313
15	1	0717	short	06/06/00	0.0698	24649	17154	22325	16235	15596	13577	15213	13321
15	2	0051	short	08/09/99	0.0687	23850	18613	20880	–	15643	–	–	–
15	5	0398	short	10/05/00	0.0696	7416	4314	6877	–	3775	–	–	–
15	10	0399	short	06/05/00	0.0692	4503	2531	3544	–	1572	–	–	–
15	15	0548	short	20/05/00	0.0978	785	630	602	–	447	–	–	–
15	20	0538	short	24/05/00	0.1247	789	593	653	–	457	–	–	–
15	0.5	0741	short	30/07/00	0.0702	56436	39130	34473	25763	20781	18042	20880	16773
15	-0.5	0742	short	30/07/00	0.0674	70593	46209	24865	20048	8677	7906	9360	5414
15	3.5	0793	short	14/06/01	0.0702	14895	8934	14235	–	8274	–	–	–
15	-3.5	0813	short	16/06/01	0.0710	22771	15866	19842	–	12937	–	–	–
15	7.5	0833	short	18/06/01	0.0702	28132	27412	3493	–	2773	–	–	–
15	-7.5	0853	short	20/06/01	0.0714	29499	27318	5854	–	3673	–	–	–
15	-1	0718	short	06/06/00	0.0682	20786	11298	19001	13453	10282	9235	12550	9101
15	-2	0054	short	08/09/99	0.0705	26198	20241	22897	–	16940	–	–	–
15	-5	0400	short	10/05/00	0.0699	8356	6361	7594	–	5599	–	–	–
15	-10	0401	short	06/05/00	0.0717	5566	3785	4563	–	2782	–	–	–
16	0	0645	long	25/05/04	0.0686	27865	22023	9174	13854	6542	8619	8163	6138
16	2	0769	short	19/09/00	0.0699	21990	17479	9991	–	5480	–	–	–
16	5	0771	short	14/06/01	0.0697	11470	7714	10584	–	6828	–	–	–
16	10	0773	short	21/06/01	0.0688	12465	9505	4133	–	1173	–	–	–
16	-2	0770	short	19/09/00	0.0711	24277	21614	13012	–	10349	–	–	–
16	-5	0772	short	13/09/00	0.0690	2191	1781	1992	–	1582	–	–	–
16	-10	0774	short	13/09/00	0.0719	1350	1189	1038	–	877	–	–	–
17	0	0504	long	06/08/02	0.0716	39660	21242	28315	28774	15362	14196	22890	13777
17	2	0511	long	07/08/02	0.0742	32472	17196	23738	15765	11342	9866	12493	9474
17	-2	0518	long	09/08/02	0.0710	28969	22343	24526	17220	19110	15135	15591	14716
18	0	0283	short	10/09/99	0.0744	26403	13209	23123	19696	12119	11430	17248	11172
18	2	0775	short	19/06/01	0.0685	27824	24411	8387	–	4974	–	–	–
18	5	0777	short	19/06/01	0.0687	25220	22937	5491	–	3208	–	–	–
18	10	0779	short	16/06/01	0.0693	11382	3680	10080	–	2378	–	–	–
18	-2	0776	short	13/06/01	0.0683	18821	15735	16512	–	13426	–	–	–
18	-5	0778	short	13/06/01	0.0701	10708	7775	9520	–	6587	–	–	–
18	-10	0780	short	13/09/00	0.0632	793	681	602	–	490	–	–	–
19	0	0710	short	18/09/00	0.0692	21561	14572	11690	9953	6375	4932	8146	4799
20	0	0106	long	19/08/01	0.0703	32878	19515	26136	21356	14719	12839	19167	12596
20	1	0348	short	29/05/00	0.0486	15108	10517	13822	9734	9597	8441	9191	8264
20	2	0120	long	10/08/02	0.0705	23737	17380	21887	15075	16191	13684	14177	13447
20	5	0402	short	06/05/00	0.0685	5926	3637	4893	–	2604	–	–	–
20	10	0403	short	24/05/00	0.0685	4498	2092	4134	–	1728	–	–	–
20	15	0547	short	21/05/00	0.0631	1049	860	901	–	712	–	–	–
20	20	0537	short	21/05/00	0.0640	700	529	520	–	349	–	–	–
20	0.5	0347	short	29/05/00	0.0696	28057	15898	25764	19012	14747	13495	17599	13224
20	-0.5	0346	short	28/05/00	0.0707	23337	9025	20349	17142	8215	7550	14830	7416
20	3.5	0870	short	19/06/01	0.0691	28288	25725	6976	–	4413	–	–	–
20	-3.5	0871	short	14/06/01	0.0705	13162	9298	12492	–	8628	–	–	–
20	7.5	0872	short	20/06/01	0.0683	26785	25195	3262	–	1672	–	–	–
20	-7.5	0873	short	21/06/01	0.0693	24975	23140	4407	–	2572	–	–	–
20	-1	0345	short	28/05/00	0.0688	22531	11919	20599	15782	11101	10181	14503	10016
20	-2	0344	short	10/05/00	0.0684	21308	13871	20354	–	12917	–	–	–
20	-5	0404	short	10/05/00	0.0654	7023	5254	6374	–	4605	–	–	–
20	-10	0405	short	20/05/00	0.0476	3339	2726	2721	–	2108	–	–	–
21	0	0281	short	10/09/99	0.0693	34861	19984	29919	24996	17934	16078	21631	15605

Tabla 4.10: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
22	0	0280	short	10/09/99	0.0687	29741	14260	25625	21832	12968	11379	18819	11190
22	2	0122	long	03/08/02	0.0699	26482	19899	23483	15260	17469	14115	14420	13844
22	-2	0133	long	03/08/02	0.0367	17299	12648	14424	10112	11069	8461	8615	8260
23	0	0107	long	20/05/02	0.0693	19309	9954	15473	13935	9055	7287	10919	7208
23	1	0351	short	09/05/00	0.0607	19863	14537	16831	8202	12331	7150	7171	6945
23	2	0406	short	09/05/00	0.0645	15056	10549	13730	–	9223	–	–	–
23	5	0407	short	09/05/00	0.0679	7455	4742	6879	–	4166	–	–	–
23	-1	0350	short	10/05/00	0.0637	18052	12271	15820	12415	10835	9455	11360	9196
23	-2	0132	long	05/08/02	0.0696	27003	20270	23303	15881	17448	14193	14678	13868
23	-5	0410	short	10/05/00	0.0409	4004	3073	3472	–	2541	–	–	–
23	-10	0411	short	20/05/00	0.0668	4743	3801	4021	–	3079	–	–	–
24	0	0109	long	14/08/01	0.0685	26782	15009	18573	15276	9136	7239	12813	7112
24	1	0719	short	02/06/00	0.0683	12951	7654	11458	8525	6797	6188	7726	6025
24	2	0123	long	02/08/02	0.0701	19494	13486	17451	12615	12134	10785	11767	10628
24	5	0564	long	25/05/04	0.0645	13527	12879	5200	–	4552	–	–	–
24	0.5	0743	short	03/06/00	0.0683	19246	8196	16938	11823	7300	6166	10311	6066
24	-0.5	0744	short	03/06/00	0.0687	24714	11218	21550	16908	9955	8495	14870	8358
24	-1	0720	short	02/06/00	0.0673	13431	7859	11778	8472	6813	5537	7774	5446
24	-2	0134	long	02/08/02	0.0693	27794	23513	24556	16232	20887	15322	15328	15030
24	-5	0088	short	19/06/99	0.0686	16160	12165	13639	–	9644	–	–	–
24	-10	0414	short	20/05/00	0.0684	4788	3738	4091	–	3041	–	–	–
25	0	0090	short	13/06/99	0.0673	48626	15084	38729	31518	12964	11831	23028	11118
25	1	0721	short	02/06/00	0.0682	13026	8463	11471	8621	7455	6500	7930	6356
25	2	0415	short	09/05/00	0.0627	17684	14717	15296	–	12329	–	–	–
25	5	0416	short	26/05/00	0.0657	10772	4785	10223	–	4236	–	–	–
25	10	0417	short	09/05/00	0.0684	4238	3519	3155	–	2436	–	–	–
25	15	0546	short	20/05/00	0.0624	1042	846	789	–	593	–	–	–
25	20	0536	short	20/05/00	0.0715	835	592	637	–	394	–	–	–
25	25	0556	short	04/06/00	0.0008	382	284	294	–	196	–	–	–
25	0.5	0745	short	14/09/00	0.0591	13825	10077	6321	5062	3364	2772	4202	2703
25	-0.5	0746	short	20/09/00	0.0689	34252	26079	15278	12262	8427	6937	10670	6667
25	3.5	0794	short	18/06/01	0.0682	34563	32578	6722	–	4737	–	–	–
25	-3.5	0814	short	19/06/01	0.0686	27007	24507	10088	–	7588	–	–	–
25	7.5	0834	short	05/06/00	0.0618	3131	1984	2733	–	1586	–	–	–
25	-7.5	0854	short	15/06/01	0.0693	2759	2078	2590	–	1909	–	–	–
25	-1	0722	short	02/06/00	0.0673	18109	12409	15798	11774	10771	9361	10844	9104
25	-2	0097	short	08/09/99	0.0530	23407	15495	21637	–	13725	–	–	–
25	-5	0418	short	27/05/00	0.0692	15626	10273	14040	–	8687	–	–	–
25	-10	0419	short	25/05/00	0.0696	4603	3664	4041	–	3102	–	–	–
26	0	0101	short	05/06/99	0.1117	55128	30831	43792	36495	25376	22182	29575	21143
26	1	0723	short	06/06/00	0.0686	16353	7645	14979	10659	7008	6184	9861	6123
26	2	0124	long	01/08/02	0.0708	23222	18183	19939	12674	15658	11617	11705	11406
26	5	0421	short	25/05/00	0.0678	7450	4743	7001	–	4294	–	–	–
26	10	0422	short	24/05/00	0.0689	4392	2196	4036	–	1840	–	–	–
26	0.5	0747	short	30/07/00	0.0671	65936	44803	24828	19459	9869	8739	11538	6992
26	-0.5	0748	short	30/07/00	0.0668	58713	40168	26724	20643	12865	11118	14682	9843
26	-1	0724	short	29/07/00	0.0682	47620	35658	31490	21918	22508	17415	17718	16195
26	-2	0423	short	20/05/00	0.0681	22097	18169	19341	–	15413	–	–	–
26	-5	0424	short	27/05/00	0.0708	14461	10105	12997	–	8641	–	–	–
26	-10	0425	short	24/05/00	0.0696	6269	3807	5370	–	2908	–	–	–
27	0	0111	long	17/08/01	0.0688	42275	30084	33734	27386	23923	20218	24442	19654
27	1	0113	short	07/09/99	0.0733	24921	16988	22653	–	14720	–	–	–
27	2	0125	long	20/08/01	0.0687	26675	20825	18491	11815	14050	10023	10209	9826
27	5	0426	short	26/05/00	0.0007	5048	1967	4799	–	1718	–	–	–
27	10	0117	short	05/06/99	0.1124	12672	5914	9880	–	3122	–	–	–
27	0.5	0342	short	13/05/00	0.0641	26353	16716	22737	16316	14305	11927	14793	11609
27	-0.5	0343	short	25/05/00	0.0688	32292	20323	28669	21959	18172	16101	19991	15605
27	-3.5	0815	short	19/06/01	0.0685	26321	24094	9013	–	6786	–	–	–
27	7.5	0835	short	05/06/00	0.0670	3748	2516	3381	–	2149	–	–	–
27	-7.5	0855	short	05/06/00	0.0703	6316	5082	4925	–	3691	–	–	–

Tabla 4.11: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
27	-1	0118	short	07/09/99	0.0729	30871	22799	27708	–	19636	–	–	–
27	-2	0136	long	05/10/01	0.0654	23511	17232	20316	13415	14998	11939	12173	11658
27	-5	0121	short	19/06/99	0.0438	10028	7932	8189	–	6093	–	–	–
27	-10	0427	short	20/05/00	0.0692	4842	3853	4051	–	3062	–	–	–
28	0	0328	long	02/06/03	0.0670	39393	26452	23206	23159	15307	13461	17243	12587
28	5	0648	long	24/05/04	0.0672	35650	28080	12554	–	4984	–	–	–
28	-1	0661	long	25/07/04	0.0686	58440	31319	34682	30416	13250	21743	13782	10798
28	-2	0130	short	07/09/99	0.0729	19457	11933	18222	–	10698	–	–	–
28	-5	0428	short	26/05/00	0.0664	11360	6853	10149	–	5642	–	–	–
28	-10	0429	short	24/05/00	0.0648	4626	2305	4166	–	1845	–	–	–
29	0	0329	long	24/05/04	0.0670	32451	22200	17476	20830	11429	12939	13548	9861
29	2	0430	short	20/05/00	0.0677	14888	10477	13632	–	9221	–	–	–
29	10	0431	short	24/05/00	0.0685	4549	2309	4149	–	1909	–	–	–
29	-2	0432	short	20/05/00	0.0678	16213	11736	15265	–	10788	–	–	–
29	-5	0143	short	08/09/99	0.0608	11359	7771	10027	–	6439	–	–	–
29	-10	0433	short	24/05/00	0.0689	5516	3626	4581	–	2691	–	–	–
30	0	0145	short	13/06/99	0.0700	43232	13414	32971	25661	11084	10133	16929	9332
30	1	0725	short	29/07/00	0.0683	43245	31008	27870	16681	17312	13648	14302	12948
30	2	0126	long	27/05/04	0.0664	28803	13610	23803	15882	11253	10116	12352	9229
30	5	0567	long	06/08/02	0.0649	23050	17467	10001	5071	5172	3876	4178	3737
30	15	0545	short	19/05/00	0.0684	1098	911	879	–	692	–	–	–
30	20	0535	short	16/05/00	0.0718	2782	1184	2447	–	849	–	–	–
30	30	0525	short	16/05/00	0.0678	1955	713	1656	–	414	–	–	–
30	-0.5	0750	short	20/09/00	0.0673	30722	25020	8596	6447	4166	3272	4965	3062
30	3.5	0796	short	16/06/01	0.0694	13470	5072	12394	–	3996	–	–	–
30	-3.5	0816	short	14/06/01	0.0670	12049	7348	11158	–	6457	–	–	–
30	7.5	0836	short	04/06/00	0.0673	3761	2294	3328	–	1861	–	–	–
30	-7.5	0856	short	05/06/00	0.0684	4924	3963	4098	–	3137	–	–	–
30	-1	0726	short	29/07/00	0.0687	52257	34285	22943	11540	8183	6146	7555	5373
30	-2	0137	long	01/08/02	0.0645	13727	11044	11442	7942	9175	7236	7426	7136
30	-5	0578	long	07/08/02	1.2945	22714	14702	14890	8923	10075	5410	5585	5269
30	-10	0434	short	20/05/00	0.0670	4064	3226	3475	–	2637	–	–	–
31	0	0315	long	02/06/03	0.0661	32337	20817	19483	19962	12699	11318	14609	10701
31	2	0435	short	20/05/00	0.0680	13270	8637	12845	–	8212	–	–	–
31	5	0436	short	21/05/00	0.0641	5350	2463	5024	–	2137	–	–	–
31	10	0437	short	07/05/00	0.0674	3263	2785	2333	–	1855	–	–	–
31	-2	0163	short	09/09/99	0.0635	16684	12318	15567	–	11201	–	–	–
31	-5	0165	short	13/06/99	0.0660	26244	9346	21895	–	4997	–	–	–
31	-10	0438	short	20/05/00	0.0640	3672	2981	3136	–	2445	–	–	–
32	0	0167	short	13/06/99	0.0674	53881	26186	40721	35053	20998	19467	24932	17318
32	1	0727	short	29/07/00	0.0681	48263	32482	21635	10598	8482	6511	7213	5754
32	2	0169	short	06/09/99	0.0679	15513	10771	14834	–	10092	–	–	–
32	5	0171	short	13/06/99	0.0671	47689	10438	44526	–	7275	–	–	–
32	10	0439	short	07/05/00	0.0421	1723	1464	1238	–	979	–	–	–
32	0.5	0751	short	03/06/00	0.0685	21504	11139	19252	13819	10107	8442	12486	8329
32	3.5	0797	short	19/09/00	0.0675	24078	21491	5903	–	3316	–	–	–
32	-3.5	0817	short	19/09/00	0.0656	24209	21854	7674	–	5319	–	–	–
32	7.5	0837	short	04/06/00	0.0685	3680	2546	3202	–	2068	–	–	–
32	-7.5	0857	short	04/06/00	0.0665	3300	2167	2745	–	1612	–	–	–
32	-1	0728	short	29/07/00	0.0673	41166	29514	21309	11460	11792	8688	8563	7926
32	-2	0174	short	10/09/99	0.0686	17565	13925	15849	–	12209	–	–	–
32	-5	0176	short	10/09/99	0.0701	8220	6396	7281	–	5457	–	–	–
32	-10	0440	short	25/05/00	0.0674	4173	2925	3650	–	2402	–	–	–
33	0	0113	long	14/08/01	0.0665	32574	23394	25039	19344	17778	13795	17096	13466
33	2	0127	long	19/05/02	0.0695	9336	6019	8813	5781	5653	4980	5566	4922
33	5	0182	short	19/06/99	0.0682	21865	8714	18556	–	5405	–	–	–
33	10	0183	short	19/06/99	0.0670	18222	6161	14902	–	2841	–	–	–
33	-2	0138	long	04/10/01	0.0666	12796	9197	11561	8043	8303	7171	7573	7042
33	-5	0441	short	26/05/00	0.0693	9762	6426	9005	–	5669	–	–	–
33	-10	0442	short	07/05/00	0.0456	2328	1604	2104	–	1380	–	–	–

Tabla 4.12: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
34	0	0317	long	16/07/03	0.0670	33737	14512	19259	13062	4383	6312	5106	2705
34	2	0361	short	08/05/00	0.0713	14406	10331	12729	–	8654	–	–	–
34	-2	0370	short	27/05/00	0.0652	18399	12321	17682	–	11604	–	–	–
35	0	0330	long	31/05/03	0.0696	40820	21478	24088	21128	9090	8449	16316	7981
35	1	0729	short	29/07/00	0.0677	46580	33376	14917	8859	5098	4163	4718	3407
35	25	0554	short	04/06/00	0.0682	501	367	367	–	233	–	–	–
35	3.5	0798	short	20/06/01	0.0678	24759	23205	4118	–	2564	–	–	–
35	-3.5	0818	short	20/09/00	0.0668	27750	26756	5031	–	4037	–	–	–
35	7.5	0838	short	19/06/01	0.0684	19738	18526	3124	–	1912	–	–	–
35	-7.5	0858	short	04/06/00	0.0686	3439	2446	2880	–	1887	–	–	–
35	-1	0730	short	29/07/00	0.0666	56487	40666	14114	11106	4092	3516	3895	2104
36	0	0730	long	29/07/00	0.0930	30507	17600	20697	17561	10388	9723	14562	9322
36	2	0362	short	13/05/00	0.0675	10737	7248	10074	–	6585	–	–	–
36	-2	0371	short	27/05/00	0.0649	15343	9726	14760	–	9143	–	–	–
37	0	0189	short	12/06/99	0.0684	16236	6114	12801	10934	4922	4573	8583	4465
37	1	0731	short	29/07/00	0.0668	45717	35190	11071	8304	3845	3338	4377	2712
37	2	0190	short	13/06/99	0.0696	52528	15094	48648	9	11214	9	4	4
37	10	0192	short	13/06/99	0.0676	56064	10685	52087	4	6708	4	3	3
37	-1	0732	short	30/07/00	0.0682	59357	42496	26153	15830	13342	10297	10576	9093
37	-2	0193	short	07/09/99	0.0715	17378	11191	15900	–	9713	–	–	–
37	-5	0444	short	26/05/00	0.0694	9075	6377	8298	–	5600	–	–	–
37	-10	0195	short	08/09/99	0.0684	5173	2746	4791	–	2364	–	–	–
38	0	0319	long	05/06/03	0.0883	43065	28668	20071	20056	10332	9731	14719	9052
38	2	0363	short	13/05/00	0.0694	9336	5758	8864	–	5286	–	–	–
38	-2	0372	short	08/05/00	0.0692	16809	13678	14851	–	11720	–	–	–
39	0	0320	long	04/05/03	0.0701	25152	15712	18239	17415	11579	10749	14303	10417
40	0	0607	long	09/08/02	0.0636	28577	18802	20012	17249	12309	11180	14815	10818
40	1	0733	short	30/07/00	0.0704	69405	47663	26638	16509	10487	8190	9547	6819
40	2	0610	long	27/05/04	0.0680	17182	15730	10200	–	8748	–	–	–
40	10	0446	short	20/05/00	0.0483	2579	1520	2253	–	1194	–	–	–
40	15	0543	short	16/05/00	0.0714	2388	1584	2028	–	1224	–	–	–
40	20	0533	short	10/05/00	0.0699	599	426	485	–	312	–	–	–
40	25	0553	short	02/06/00	0.0706	1218	710	920	–	412	–	–	–
40	3.5	0799	short	20/09/00	0.0652	27087	25869	4030	–	2812	–	–	–
40	-3.5	0819	short	04/06/00	0.0681	9700	7841	8408	–	6549	–	–	–
40	7.5	0839	short	19/06/01	0.0686	17139	15849	3269	–	1979	–	–	–
40	-7.5	0859	short	04/06/00	0.0692	4847	3824	3956	–	2933	–	–	–
40	-1	0734	short	30/07/00	0.0695	72387	48620	27001	15675	8820	6709	8676	5296
40	-2	0616	long	10/08/02	0.0683	16039	11870	14992	9983	11175	9193	9505	9067
40	-5	0447	short	25/05/00	0.0676	7843	7194	6148	–	5499	–	–	–
40	-10	0448	short	07/05/00	0.0684	3643	3037	2998	–	2392	–	–	–
42	0	0321	long	02/05/03	0.1060	56032	34817	31115	18610	12573	9973	15441	9477
43	0	0333	long	01/06/03	0.1179	45366	29959	22377	20538	11530	10724	15212	9958
44	0	0662	long	25/07/04	0.0660	36445	17022	17150	19648	5709	9211	7073	4618
45	0	0114	long	16/08/01	0.0659	19055	12738	13773	9181	7879	6375	8686	6303
45	20	0532	short	08/05/00	0.0697	1781	1089	1437	–	745	–	–	–
45	25	0552	short	29/05/00	0.0733	629	475	492	–	338	–	–	–
45	3.5	0800	short	20/09/00	0.0692	27991	26713	5020	–	3742	–	–	–
45	-3.5	0820	short	30/07/00	0.0685	58324	43339	21278	–	6293	–	–	–
45	7.5	0840	short	22/06/01	0.0705	20456	18815	3499	–	1858	–	–	–
45	-7.5	0860	short	19/06/01	0.0644	18276	16587	3717	–	2028	–	–	–
47	0	0322	long	01/05/03	0.1031	51156	29823	33726	29243	19328	17286	20831	15809
48	0	0323	long	31/05/03	0.1165	36493	19572	30454	20763	15485	13724	18520	13433
48	2	0364	short	19/05/00	0.0699	12920	9753	11523	–	8356	–	–	–
48	-2	0373	short	27/05/00	0.0699	12462	8228	11787	–	7553	–	–	–
49	0	0356	short	19/05/00	0.0610	9861	5458	8792	5856	4831	3701	5351	3638
49	2	0365	short	24/05/00	0.0715	13860	10158	12566	–	8864	–	–	–
49	-2	0374	short	27/05/00	0.0658	13571	11301	12200	–	9930	–	–	–
50	0	0115	long	12/07/02	0.0727	15769	9243	14223	11342	8674	7397	10282	7314
50	2	0204	short	10/09/99	0.0700	12706	10663	11149	–	9106	–	–	–

Tabla 4.13: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
50	15	0541	short	08/05/00	0.0732	2729	1535	2292	–	1098	–	–	–
50	20	0531	short	09/05/00	0.0709	754	630	529	–	405	–	–	–
50	3.5	0801	short	20/09/00	0.0697	27505	26029	5193	–	3717	–	–	–
50	-3.5	0821	short	30/07/00	0.0687	56757	42834	20303	–	6380	–	–	–
50	7.5	0841	short	20/09/00	0.0698	27329	26310	2847	–	1828	–	–	–
50	-7.5	0861	short	15/06/01	0.0658	2144	1997	1768	–	1621	–	–	–
50	-2	0207	short	10/09/99	0.0710	9571	7351	8819	–	6599	–	–	–
51	0	0357	short	19/05/00	0.0717	10787	6306	9614	6683	5606	4430	6118	4338
51	2	0366	short	24/05/00	0.0673	8417	4966	7995	–	4544	–	–	–
51	-2	0375	short	27/05/00	0.0712	14351	11772	13169	–	10590	–	–	–
52	0	0358	short	19/05/00	0.0613	9028	5435	8195	5231	4849	3740	4930	3686
52	2	0367	short	24/05/00	0.0716	9231	6124	8675	–	5568	–	–	–
52	-2	0376	short	27/05/00	0.0679	12966	10937	11737	–	9708	–	–	–
53	0	0359	short	19/05/00	0.0715	8279	4189	7225	5389	3684	3130	4798	3088
53	2	0368	short	19/05/00	0.0696	10347	6352	9420	–	5425	–	–	–
53	-2	0377	short	27/05/00	0.0454	9457	7567	8681	–	6791	–	–	–
54	0	0663	long	25/07/04	0.0709	31844	15844	15006	14164	4378	7051	5023	3282
55	0	0285	short	12/09/99	0.0718	20248	13348	18851	10655	12367	9093	10059	8913
55	3.5	0802	short	19/09/00	0.0684	26920	24826	4938	–	2844	–	–	–
55	-3.5	0822	short	30/07/00	0.0698	58941	43425	21696	–	6180	–	–	–
55	7.5	0842	short	20/09/00	0.0706	25328	24288	2383	–	1343	–	–	–
55	-7.5	0862	short	13/06/01	0.0703	3863	3438	3055	–	2630	–	–	–
57	0	0360	short	19/05/00	0.0671	8402	5397	7463	4659	4765	3591	4305	3544
57	2	0369	short	19/05/00	0.0718	10568	7669	9357	–	6458	–	–	–
57	-2	0378	short	24/05/00	0.0708	8740	5793	8187	–	5240	–	–	–
60	0	0608	long	18/11/02	0.0765	22132	12699	14830	11592	7422	7036	9108	6577
60	2	0211	short	09/09/99	0.0723	11405	8889	10360	–	7844	–	–	–
60	3.5	0803	short	19/09/00	0.0709	28122	25883	6005	–	3766	–	–	–
60	-3.5	0823	short	30/07/00	0.0703	59042	43809	20676	–	5443	–	–	–
60	7.5	0843	short	13/09/00	0.0739	728	545	604	–	421	–	–	–
60	-7.5	0863	short	20/09/00	0.0688	26589	25693	2184	–	1288	–	–	–
60	-2	0620	long	03/08/02	0.0719	16477	14015	12191	6999	10091	6540	6527	6430
60	-10	0216	short	11/09/99	0.0938	2786	2424	2282	–	1920	–	–	–
65	0	0286	short	12/09/99	0.0723	12616	8361	11968	5955	7831	5483	5770	5416
65	3.5	0804	short	19/09/00	0.0483	15767	14153	4294	–	2680	–	–	–
65	-3.5	0824	short	30/07/00	0.0713	62471	46335	20864	–	4728	–	–	–
65	7.5	0844	short	20/09/00	0.0721	24617	23701	2234	–	1318	–	–	–
65	-7.5	0864	short	19/09/00	0.0731	21813	20594	2550	–	1331	–	–	–
70	0	0139	long	15/08/01	0.0713	15587	12530	10710	5980	7879	5550	5674	5470
70	2	0169	long	07/08/02	0.0698	29915	18597	14100	12573	9608	5295	5489	5037
70	5	0149	long	19/08/01	0.0731	14279	13217	6564	3044	5630	2904	2879	2867
70	10	0189	long	31/07/02	0.0755	6669	5462	1666	1087	988	541	528	511
70	3.5	0805	short	19/09/00	0.0727	26586	24378	4901	–	2693	–	–	–
70	-3.5	0825	short	18/09/00	0.0730	12490	11370	3055	–	1935	–	–	–
70	7.5	0845	short	20/09/00	0.0725	24411	23502	2350	–	1441	–	–	–
70	-7.5	0865	short	19/09/00	0.0716	22136	20990	2465	–	1319	–	–	–
70	-2	0179	long	10/08/02	0.0661	7454	5520	6957	3975	5207	3742	3763	3714
70	-5	0159	long	30/09/01	0.0751	5767	3932	5156	3164	3699	2720	2733	2667
70	-10	0199	long	31/07/02	0.0728	13980	12938	2287	1654	1771	1105	1082	1059
75	0	0287	short	12/09/99	0.0722	7487	4662	7143	4070	4418	3581	3939	3550
75	3.5	0806	short	29/07/00	0.0706	42380	30340	17017	–	4977	–	–	–
75	-3.5	0826	short	18/09/00	0.0734	12881	11490	3107	–	1716	–	–	–
75	7.5	0846	short	05/06/00	0.0738	2930	1901	2567	–	1538	–	–	–
75	-7.5	0866	short	19/09/00	0.0716	21011	19895	2195	–	1079	–	–	–
80	0	0140	long	20/08/01	0.0748	14555	12028	6000	4005	3765	3167	3650	3104
80	2	0170	long	02/08/02	0.0716	7966	5294	7276	4905	4853	4205	4617	4166
80	5	0226	short	09/09/99	0.0745	3882	3015	3414	–	2547	–	–	–
80	10	0227	short	08/09/99	0.0731	4183	1458	3962	–	1237	–	–	–
80	20	0598	short	06/06/00	0.0723	423	288	375	–	240	–	–	–
80	3.5	0807	short	29/07/00	0.0719	39401	28931	13813	–	3343	–	–	–

Tabla 4.14: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
80	-3.5	0827	short	07/06/00	0.0726	4965	3804	4390	–	3229	–	–	–
80	7.5	0847	short	05/06/00	0.0734	3566	2002	3104	–	1540	–	–	–
80	-7.5	0867	short	05/06/00	0.0507	2217	1741	1875	–	1399	–	–	–
80	-2	0180	long	05/08/02	0.0704	10359	8359	7447	4572	5715	4189	4251	4136
80	-5	0229	short	11/09/99	0.0963	3287	2629	2986	–	2328	–	–	–
80	-10	0230	short	08/09/99	0.0732	3097	1612	2862	–	1377	–	–	–
85	2	0624	short	20/11/03	0.0723	36169	19280	18698	5366	3185	3469	1999	1478
85	20	0599	short	06/06/00	0.1442	418	285	368	–	235	–	–	–
85	3.5	0808	short	29/07/00	0.0727	38686	31687	10409	–	3410	–	–	–
85	-3.5	0828	short	07/06/00	0.0731	4582	3251	4092	–	2761	–	–	–
85	7.5	0848	short	05/06/00	0.0721	4820	2107	4301	–	1588	–	–	–
85	-7.5	0868	short	05/06/00	0.0735	2635	2139	1902	–	1406	–	–	–
85	-2	0625	short	20/11/03	0.0727	30066	15773	15766	3746	2496	2408	1331	1016
87	0	0672	long	26/07/04	0.0717	8619	5982	6285	4310	4320	3295	3377	3034
90	0	0141	long	14/08/01	0.0714	10811	10369	3323	2051	3020	1907	1873	1868
90	2	0171	long	30/09/01	0.0717	7821	4402	7315	4302	4217	3660	3946	3625
90	5	0151	long	16/08/01	0.0692	9421	8409	2879	1362	2021	1188	1190	1170
90	10	0234	short	08/09/99	0.0740	3718	1326	3493	–	1101	–	–	–
90	20	0600	short	06/06/00	0.0724	499	364	430	–	295	–	–	–
90	3.5	0809	short	29/07/00	0.0729	33091	26475	9629	–	3013	–	–	–
90	-3.5	0829	short	07/06/00	0.0495	3082	2342	2523	–	1783	–	–	–
90	7.5	0849	short	05/06/00	0.0750	5575	2020	4915	–	1360	–	–	–
90	-7.5	0869	short	05/06/00	0.0727	2545	1858	1987	–	1300	–	–	–
90	-2	0181	long	30/09/01	0.0714	5044	2105	4557	2989	1949	1907	2642	1891
90	-5	0161	long	17/08/01	0.0754	13377	11826	3476	1427	2205	1107	1115	1075
90	-10	0237	short	08/09/99	0.0708	2172	1121	2039	–	988	–	–	–
95	0	0289	short	12/09/99	0.0720	5096	3891	4752	2389	3592	2305	2329	2290
95	3.5	0901	short	19/09/00	0.0691	14396	12731	3350	–	1685	–	–	–
95	-3.5	0916	short	19/09/00	0.0719	16601	14406	3594	–	1399	–	–	–
95	7.5	0931	short	19/09/00	0.0713	12472	11277	2192	–	997	–	–	–
95	-7.5	0946	short	19/09/00	0.0729	17025	14821	3307	–	1103	–	–	–
100	0	0142	long	20/08/01	0.0747	14813	13329	5302	2939	4125	2596	2587	2551
100	2	0239	short	10/09/99	0.0749	4260	3398	3801	–	2939	–	–	–
100	5	0152	long	05/10/01	0.0717	3782	1880	3379	1723	1616	1424	1554	1394
100	10	0241	short	10/09/99	0.0733	1429	985	1265	–	821	–	–	–
100	3.5	0902	short	18/09/00	0.0736	13523	11935	2983	–	1395	–	–	–
100	-3.5	0917	short	18/09/00	0.0700	21275	20297	2347	–	1369	–	–	–
100	7.5	0932	short	19/09/00	0.0714	15806	13892	2839	–	925	–	–	–
100	-7.5	0947	short	19/09/00	0.0706	16533	14480	2956	–	903	–	–	–
100	-2	0182	long	09/08/02	0.0726	14806	11180	8075	3715	4863	3214	3234	3147
100	-5	0162	long	04/10/01	0.0749	3603	2306	3321	1841	2172	1653	1668	1628
100	-10	0244	short	10/09/99	0.0734	2014	1410	1696	–	1092	–	–	–
102	2	0655	short	20/11/03	0.0629	31669	18669	14079	3605	2404	1928	1156	804
102	2	0655	short	20/11/03	0.0629	31669	18669	14079	3605	2404	1928	1156	804
105	0	0290	short	12/09/99	0.0643	3866	3336	3109	1441	2611	1406	1390	1387
110	0	0143	long	15/08/01	0.0726	10260	9029	3529	2121	2517	1781	1872	1751
110	2	0173	long	06/08/02	0.0748	6930	4339	4512	3127	2432	2151	2584	2119
110	5	0153	long	17/08/01	0.0747	11544	10334	2746	1205	1673	1034	1049	1015
110	3.5	0903	short	18/09/00	0.0733	12617	10529	3130	–	1042	–	–	–
110	-3.5	0918	short	18/09/00	0.0733	21538	20466	2239	–	1167	–	–	–
110	-7.5	0948	short	18/09/00	0.0732	20912	20243	1425	–	756	–	–	–
110	-2	0183	long	29/11/01	0.0720	3505	2006	2642	1270	1478	915	903	883
110	-5	0163	long	19/08/01	0.0749	11150	9888	3021	1592	2220	1112	1114	1095
110	-10	0163	long	19/08/01	0.0589	19027	16077	2932	2078	1295	739	686	660
115	0	0291	short	12/09/99	0.0731	3979	3150	3052	1444	2346	1300	1288	1267
120	0	0144	long	01/08/02	0.0748	6503	5678	3819	1906	3271	1616	1616	1603
120	2	0174	long	04/10/01	0.0744	4233	2276	3869	2226	2119	1900	1988	1869
120	-3.5	0919	short	18/09/00	0.0726	22042	21623	1352	–	933	–	–	–
120	-7.5	0949	short	18/09/00	0.0725	18870	18019	1584	–	733	–	–	–
120	-2	0184	long	26/11/01	0.0713	3310	2290	2717	1542	1892	1327	1320	1300

Tabla 4.15: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
120	-5	0164	long	18/11/02	0.0747	11306	8750	4119	2842	2318	1945	2009	1867
120	-10	0204	long	31/07/02	0.0753	10259	8226	3067	1084	1344	723	759	708
125	0	0292	short	12/09/99	0.0740	2827	2493	2193	1027	1890	993	981	978
130	0	0145	long	14/08/01	0.0453	7247	6810	1924	1051	1579	950	950	941
130	2	0175	long	05/10/01	0.0711	3155	1569	2942	1519	1487	1309	1380	1301
130	-3.5	0920	short	18/09/00	0.0715	12756	11448	2146	–	838	–	–	–
130	-7.5	0950	short	18/09/00	0.0723	11594	10101	2129	–	636	–	–	–
130	-2	0185	long	30/09/01	0.0749	3596	1962	3222	1809	1830	1499	1532	1464
130	-5	0165	long	20/11/02	0.0751	2925	2094	1426	923	905	590	604	581
130	-10	0265	short	11/09/99	0.0978	1203	950	1105	–	852	–	–	–
135	0	0293	short	12/09/99	0.0752	1495	1284	1268	728	1088	693	688	684
137	0	0400	long	11/01/04	0.0731	6531	4076	4537	2535	2352	1940	1832	1507
140	0	0146	long	20/11/02	0.0750	11393	9131	4092	3546	2797	2416	2486	2323
140	2	0176	long	26/11/01	0.0702	2329	1437	1878	1141	1131	936	980	920
140	5	0156	long	03/08/02	0.0498	2171	1612	1624	922	1244	732	738	727
140	3.5	0906	short	18/09/00	0.0738	11171	9705	2261	–	795	–	–	–
140	-3.5	0921	short	18/09/00	0.0725	11837	10538	2112	–	813	–	–	–
140	7.5	0936	short	18/09/00	0.0720	10497	9307	1748	–	558	–	–	–
140	-7.5	0951	short	18/09/00	0.0721	11547	10366	1822	–	641	–	–	–
140	-2	0951	long	18/09/00	0.0746	3064	1882	2573	1300	1600	1079	1061	1049
140	-5	0166	long	20/08/01	0.0747	13860	12824	2348	1269	1606	964	947	936
140	-10	0272	short	11/09/99	0.1214	1548	1226	1413	–	1091	–	–	–
142	0	0401	long	18/01/04	0.0722	6854	5572	1791	955	784	548	559	427
147	0	0402	long	19/01/04	0.0724	12770	6953	7555	2291	2354	1228	1391	944
150	0	0147	long	15/08/01	0.0716	8770	7865	2263	1140	1539	956	942	939
150	2	0177	long	04/10/01	0.0745	2473	1860	2083	1355	1642	1173	1167	1157
150	5	0157	long	19/08/01	0.0745	32976	24771	7831	5077	2709	1740	1302	1048
150	10	0276	short	11/09/99	0.1220	2109	1479	1759	–	1129	–	–	–
150	3.5	0907	short	18/09/00	0.0731	13645	12247	2229	–	831	–	–	–
150	-3.5	0922	short	18/09/00	0.0723	12670	11403	2099	–	832	–	–	–
150	7.5	0937	short	18/09/00	0.0713	12793	11250	2277	–	734	–	–	–
150	-7.5	0952	short	18/09/00	0.0729	12191	11118	1716	–	643	–	–	–
150	-2	0187	long	04/10/01	0.0748	2346	1798	2075	1393	1639	1276	1252	1247
150	-5	0167	long	17/08/01	0.0699	10434	9669	1241	671	744	398	390	385
150	-10	0279	short	11/09/99	0.0982	1638	1325	1475	–	1162	–	–	–
155	0	0459	short	13/09/00	0.0689	638	507	489	–	358	–	–	–
160	0	0148	long	19/11/02	0.0696	9783	7915	2347	2216	1424	1239	1107	1075
160	2	0178	long	20/11/02	0.0714	8146	6576	3379	2982	2556	2184	2157	2106
160	5	0158	long	18/11/02	0.0762	6446	5208	2337	2107	1645	1480	1407	1326
160	3.5	0908	short	18/09/00	0.0720	13458	11936	2372	–	850	–	–	–
160	-3.5	0923	short	18/09/00	0.0733	13476	11820	2512	–	856	–	–	–
160	7.5	0938	short	18/09/00	0.0728	14810	13060	2348	–	598	–	–	–
160	-7.5	0953	short	18/09/00	0.0739	11896	10599	1921	–	624	–	–	–
160	-2	0188	long	17/11/02	0.0659	2082	1250	1677	985	981	790	827	768
160	-5	0168	long	25/11/01	0.0701	1282	784	1011	558	638	426	430	423
170	0	0209	long	20/11/02	0.0727	4887	3697	2817	1907	2029	1462	1458	1415
170	2	0216	long	21/11/02	0.0651	3520	2722	2517	2119	2015	1793	1771	1741
170	5	0230	long	21/11/02	0.0474	6590	2842	3341	2167	994	703	727	664
170	-2	0223	long	21/11/02	0.0751	7260	5745	2778	2136	1828	1511	1506	1446
170	-5	0962	short	19/09/00	0.0728	33049	31589	2235	–	775	–	–	–
175	0	0408	long	12/01/04	0.0684	8543	4395	5394	2107	1737	1284	1346	1014
180	0	0210	long	05/10/01	0.0707	2184	1511	2002	1286	1440	1154	1168	1147
180	-5	0238	long	19/11/02	0.0727	3525	2620	1780	1467	1245	1076	1034	1013
185	0	0411	long	11/01/04	0.0718	5003	3485	3138	1820	1797	1485	1364	1206
187	0	0412	long	17/01/04	0.0732	2968	2084	2385	1491	1583	1308	1254	1153
190	0	0211	long	29/11/01	0.0248	890	407	564	273	205	140	131	122
192	0	0413	long	16/01/04	0.0663	7006	5146	3336	2068	1875	1526	1467	1324
195	0	0414	long	12/01/04	0.0699	7205	3887	4729	2370	1927	1611	1450	1207
197	0	0415	long	17/01/04	0.0672	17864	16734	2885	2001	1882	1590	1655	1371
200	0	0415	long	17/01/04	0.0708	1884	1335	1370	823	1011	629	599	595

Tabla 4.16: Resumen de los campos observados durante el survey TCS-CAIN (continuación)

l	b	id	modo	fecha	area	N	N _J	N _H	N _K	N _{JH}	N _{JK}	N _{HK}	N _{JHK}
205	0	0417	long	12/01/04	0.0671	6535	3525	4623	2231	1980	1591	1475	1202
210	0	0213	long	26/11/01	0.0464	1715	1162	1224	737	770	635	553	550
220	0	0214	long	30/11/01	0.0666	3077	1828	2445	743	1318	617	612	608
230	0	0215	long	21/11/02	0.0717	7536	5713	3792	2554	2505	1951	1975	1908
352	10	0786	short	22/06/01	0.0724	20701	18120	3734	–	1153	–	–	–
353	10	0785	short	20/06/01	0.0722	28982	26173	4946	–	2137	–	–	–
355	5	0301	short	13/05/00	0.0695	21471	16731	18558	10158	14090	9763	9669	9546
355	10	0784	short	16/06/01	0.0720	10918	5447	9348	–	3877	–	–	–
357	5	0789	short	18/06/01	0.0723	23296	21781	9741	–	8226	–	–	–
357	10	0783	short	13/06/01	0.0727	6046	4495	4983	–	3432	–	–	–
358	5	0788	short	20/06/01	0.0720	28607	25139	12094	–	8626	–	–	–
358	10	0782	short	13/06/01	0.0738	6144	3546	5566	–	2968	–	–	–
359	0	0325	short	07/06/00	0.0742	29504	6554	22260	24238	5519	4952	17938	4861
359	1	0322	short	29/07/00	0.0732	48999	36586	35986	33359	26690	26184	28580	24522
359	2	0308	short	13/05/00	0.0487	25486	20547	21415	19017	17477	16794	17272	16050
359	5	0302	short	06/05/00	0.0728	12398	9487	11473	7599	8757	7284	7293	7173
359	10	0781	short	13/06/01	0.0720	6812	3873	6172	–	3233	–	–	–
359	-1	0319	short	29/07/00	0.0734	53754	32852	33022	29725	16611	15497	24168	14431

5

Análisis de los diagramas color-magnitud. El método de las gigantes K

Los diagramas color-magnitud (por simplicidad, DCM) son una fuente importante de información acerca de la estructura de nuestra Galaxia. Construyendo DCM en diferentes líneas de visión se puede extraer información acerca de las componentes galácticas presentes en cada una de ellas. Además, al trabajar en el rango infrarrojo podemos alcanzar mayor profundidad (es decir, mayores distancias) que cuando usamos el visible, puesto que la extinción es significantivamente menor (Rieke & Lebofsky 1985; Clayton & Mathis 1988; Cardelli et al. 1989; Sūdžius et al. 1996).

La posición en el DCM de una estrella puede determinarse a partir de su magnitud absoluta, su color intrínseco, la distancia y la extinción. Cualquier desplazamiento horizontal será debido a la extinción, mientras que el desplazamiento vertical será debido al efecto conjunto de la distancia (doblar la distancia supone que la fuente sea 1.5 mag más débil) y la extinción, que aumenta con la distancia¹. Cuando tenemos un conjunto de estrellas del mismo tipo espectral (con aproximadamente la misma magnitud absoluta y color intrínseco) pero a diferentes distancias respecto al Sol, entonces se situarán formando una traza en el DCM. Aumentar la distancia supone que la estrella presente una magnitud más débil, al tiempo que la extinción desplaza por sí misma la estrella de modo diagonal en el DCM. La combinación de ambos efectos produce que las estrellas del mismo tipo se encuentren formando bandas en el DCM. En áreas donde la extinción es baja esta banda es prácticamente vertical, mientras que para las líneas de visión dirigidas hacia el interior de la Galaxia, ésta presentará una inclinación notable al ser la extinción un efecto dominante. Para ilustrar esto, las Figuras 5.1–5.2 muestran un conjunto de diagramas H/J-H tomados durante el survey TCS-CAIN, para distintas longitudes y latitudes galácticas ($0^\circ < l < 150^\circ$; $b = 0^\circ, \pm 2^\circ, \pm 5^\circ, \pm 10^\circ$), mientras que en la Figura 5.3 se muestran diagramas K/J-K tomados para diferentes longitudes a lo largo del plano Galáctico. Como se ve, la forma de los DCM varía notablemente al pasar de unas coordenadas galácticas a otras, reflejando la presencia de las distintas componentes galácticas, así como las variaciones en la extinción a lo largo de la línea de visión.

¹El desplazamiento vertical quedaría definido sólo por la distancia si no se considera combinadamente el aumento de la extinción con ésta, que añade un desplazamiento horizontal adicional debido a la dependencia selectiva de la extinción con λ .

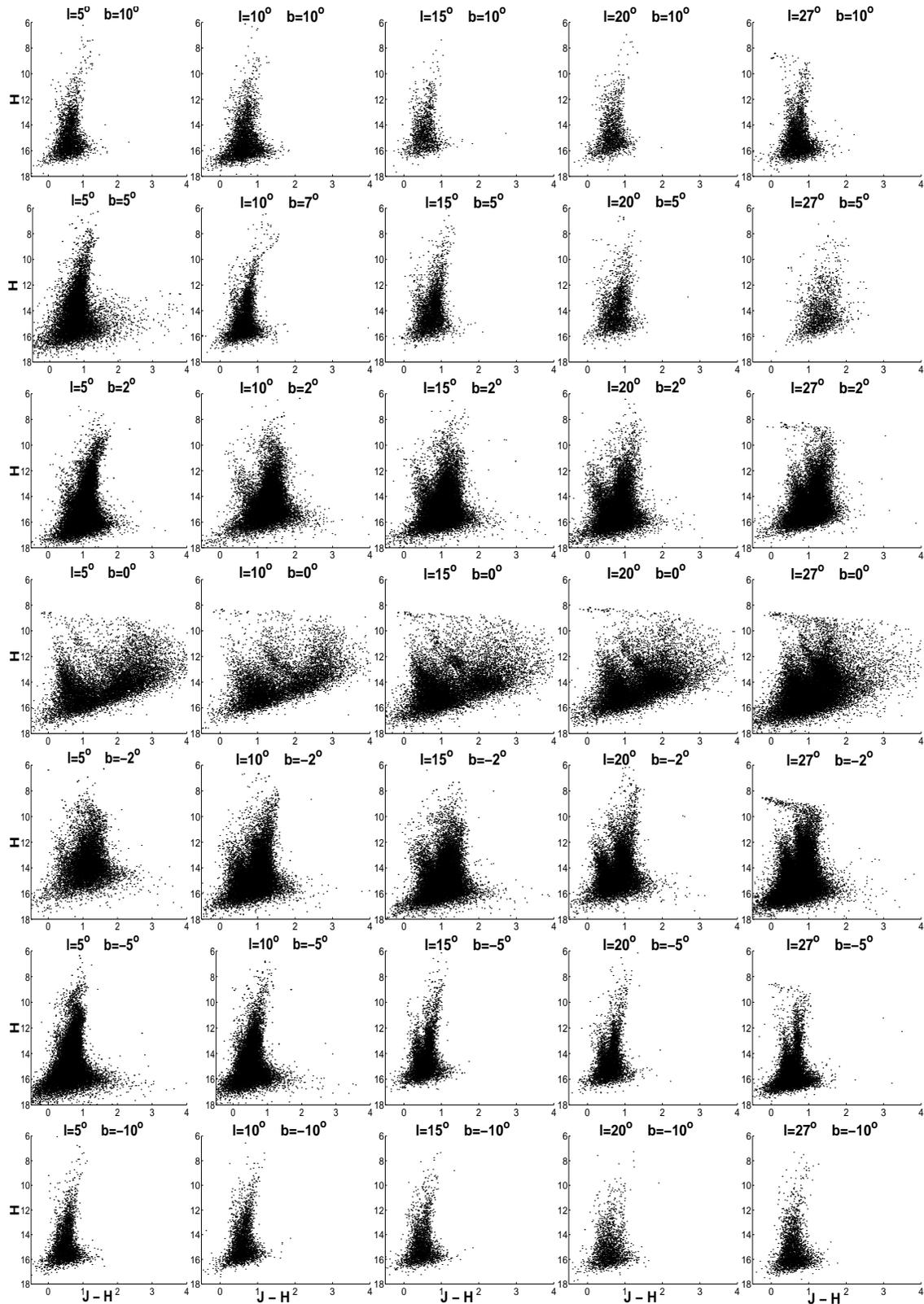


Figura 5.1: Diagramas color-magnitud H/J-H obtenidos en el TCS.

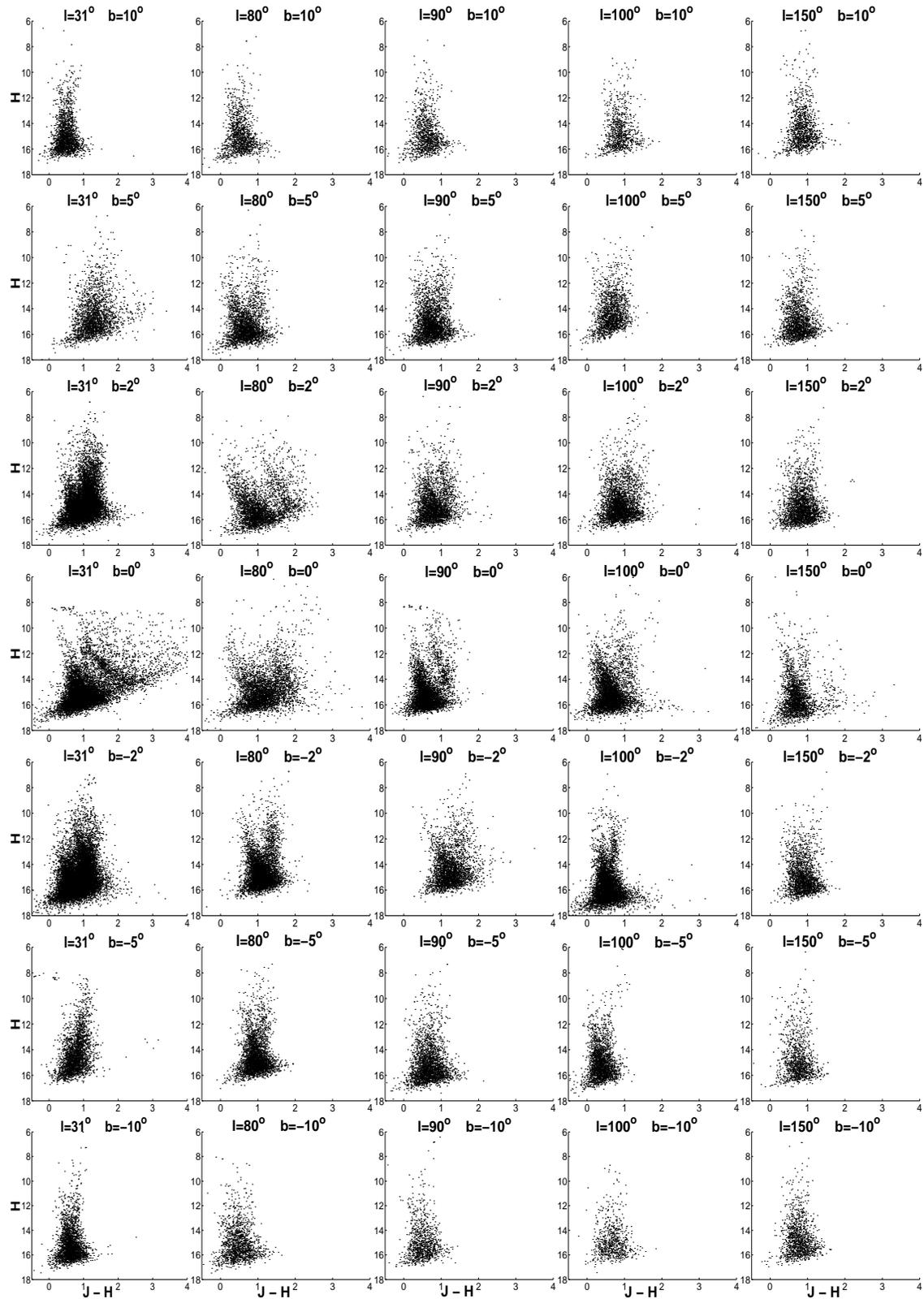


Figura 5.2: Diagramas color-magnitud H/J-H obtenidos en el TCS.

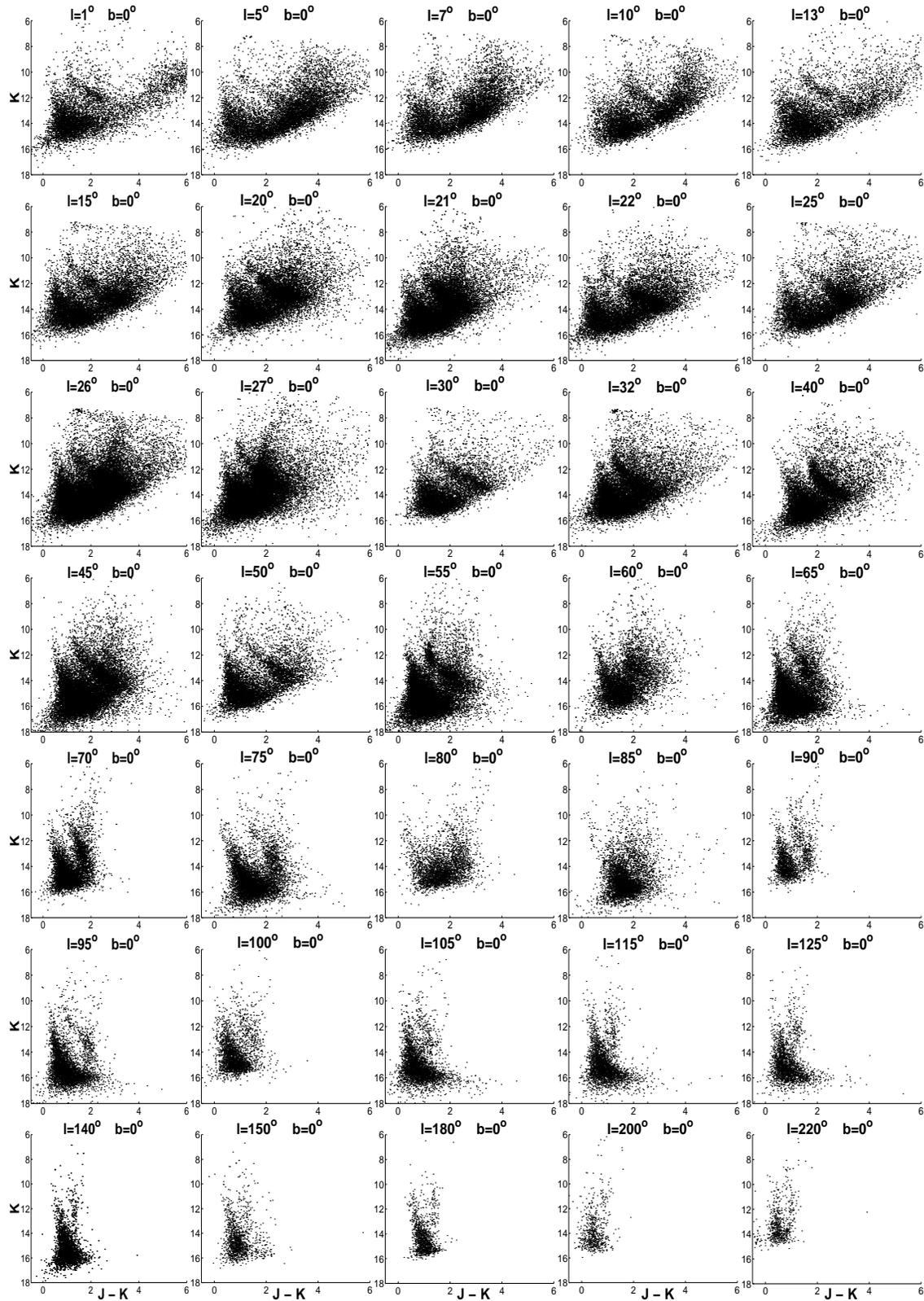


Figura 5.3: Diagramas color-magnitud K/J-K para campos en el plano galáctico obtenidos en el TCS.

La Figura 5.4 muestra más claramente el efecto de la extinción en la forma de los DCM. Se trata de un campo observado durante el survey TCS-CAIN en las coordenadas $l = 32^\circ, b = 0^\circ$. Las distintas líneas representadas muestran diferentes trazas teóricas que las estrellas del tipo espectral K2III presentarían en función del valor de la extinción². Los valores de las magnitudes absolutas en J y K , así como la forma de la extinción han sido tomadas del modelo SKY. Se observa como en el DCM la traza correspondiente con la extinción estimada para estas coordenadas por el modelo (en azul oscuro) concuerda aproximadamente con la posición en la que se encuentra la banda correspondiente a estas estrellas moviéndose de izquierda a derecha desde $(J-K, K) = (1.25, 11)$ hasta $(J-K, K) = (2.5, 14)$. Variaciones en la extinción se verían reflejadas en el diagrama de la forma que predicen las otras trazas representadas. Mientras que una extinción con la mitad del valor real produce una traza casi vertical, una extinción del doble o el triple de la real desplazaría las estrellas a lo largo del DCM hacia colores mucho más rojos de los observados en realidad.

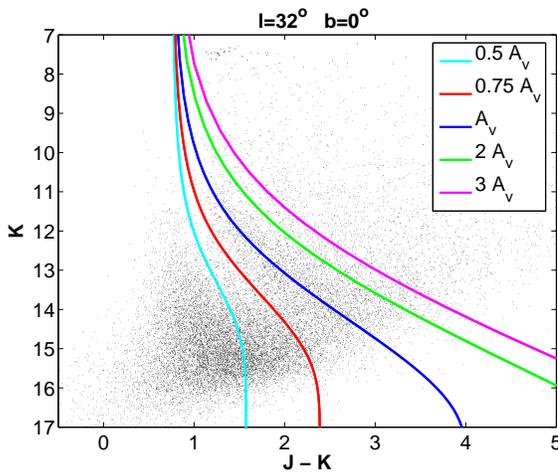


Figura 5.4: Trazas teóricas correspondientes a las estrellas del tipo espectral K2III, siguiendo los valores tabulados de las magnitudes absolutas y la distribución de extinción del modelo SKY. Se observa que las variaciones en la extinción se reflejan directamente en la forma del diagrama.

También, como se observa en las Figuras 5.1-5.3, la forma de los DCM suministra información acerca de qué componentes Galácticas están presentes en cada línea de visión contribuyendo en ellos. En la Figura 5.5 se muestran dos ejemplos para campos ubicados hacia el interior de la Galaxia. La gráfica de la izquierda se corresponde con el campo $l = 7^\circ, b = 2^\circ$, en donde la contribución del bulbo aparece como un *clump* de estrellas en $(J-K, K) = (1.2, 13)$ a resultas de la presencia de una estructura que proporciona un número importante de estrellas ubicadas aproximadamente a la misma distancia a lo largo de la línea de visión. Este hecho produce también que las estrellas de la rama de gigantes (RGB) sean visibles desplazándose en el diagrama diagonalmente desde $(1.5, 12)$ hasta $(1.8, 8)$. La componente disco en esta región se refleja en el diagrama como una banda débil producida por la superposición de los sucesivos *red clumps*, a lo largo de la distancia a cubrir hasta llegar al bulbo, que se mueve desde $(1, 10)$ hasta $(1.2, 12)$. Por último, en la zona ubicada más a la izquierda en el diagrama se concentran las estrellas de la secuencia principal, en su mayoría estrellas enanas locales del disco, ya que la mayor extinción en la zona del bulbo junto con el menor brillo intrínseco de este tipo de estrellas, hace que sea

²Hemos representado este tipo espectral por ser el que vamos a considerar en este capítulo.

prácticamente imposible detectar estrellas de la secuencia principal pertenecientes al bulbo. La gráfica de la derecha de la Figura 5.5 se corresponde con el campo $l = 27^\circ, b = 0^\circ$, justo la región en la que se encuentran el extremo más cercano de la barra Galáctica (Hammersley et al. 2000; López-Corredoira et al. 2001a; Picaud et al. 2003). En este caso, el extremo de la barra produce una notable acumulación de estrellas en $(1.85, 12.5)$, con la rama de gigantes correspondiente a la misma moviéndose en el diagrama desde $(1.5, 12)$ hasta $(2, 10)$. El disco aparece como una banda oblicua que se desplaza desde $(1, 10.5)$ hasta $(1.5, 12)$, momento en el que se llega a la posición de la barra. El poder de penetración del rango infrarrojo queda de manifiesto al observar cómo una vez que se alcanza el *clump* de estrellas asociado a la barra se puede seguir observando la banda asociada al disco correspondiente a las regiones ubicadas tras la barra, desde $(2, 13)$ hasta $(2.8, 14)$. La secuencia principal es mucho más importante en este caso que en el anterior, dado que la extinción no es tan alta, y de hecho puede observarse una subestructura en la secuencia principal a partir de $(1.2, 14)$, correspondiente con las enanas de secuencia principal pertenecientes a la barra, lo suficientemente brillantes como para poder ser detectadas.

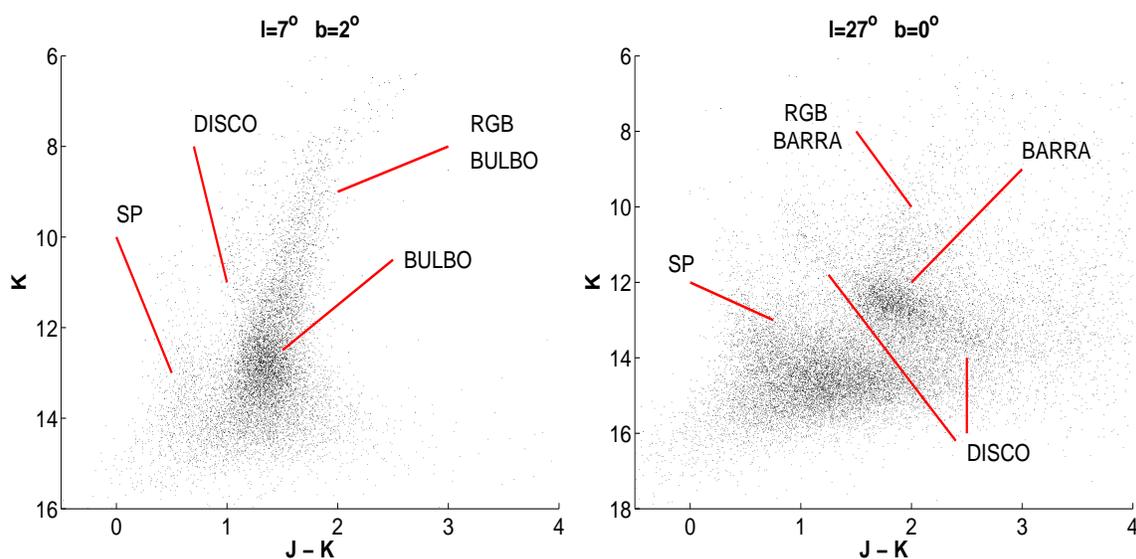


Figura 5.5: Distintas estructuras galácticas del interior galáctico y su reflejo en los DCM.

En esta parte de la tesis vamos a centrarnos en el estudio de las gigantes K^3 . Este tipo de estrellas son brillantes y pueden ser encontradas en un amplio rango de poblaciones galácticas, por lo que son buenas trazadoras para examinar la estructura y cinemática de la Galaxia (Bahcall 1984 a,b; Bienaymé et al. 1987; Crézé et al. 1989; Terndrup et al. 1995; Sadler et al. 1996; Hog & Flynn 1998). Al ser intrínsecamente brillantes, pueden emplearse para trazar la densidad y el potencial a mayores distancias, y al ser al mismo tiempo una población vieja en promedio, incluso una eventual mezcla de edades no altera drásticamente su dispersión en velocidades.

³A lo largo de la tesis, el término gigantes K se referirá única y exclusivamente a las estrellas del *red clump*.

5.1 Las gigantes K como indicador de distancia

A partir de los DCM, poder aislar las estrellas de una población concreta (en este caso las gigantes K) nos permitiría obtener directamente información espacial de la distribución estelar, ya que podríamos considerar valores más o menos fijos para la magnitud absoluta y color intrínseco, que definen la distancia a lo largo de la línea de visión en virtud de la propia definición del módulo de distancia (método de los paralajes fotométricos). De las estructuras asociadas a las gigantes K, nos concentraremos en el denominado "grupo rojo" (*red clump*). En el proceso de evolución estelar, en las estrellas con $M < 2.5M_{\odot}$, la acumulación de He en el núcleo por la combustión de H en capa produce que tenga lugar el llamado "flash" de He (quemada rápida de He en el núcleo) después del cual la estrella experimenta un pequeño periodo de combustión de He antes de ascender a lo largo de la rama de gigantes. Para estrellas con $M > 2.5M_{\odot}$, la fase de quemada de He se produce de un modo mucho más suave. En esta fase de combustión de He en el *core* las estrellas más pobres en metales se sitúan en el diagrama HR en la llamada rama horizontal (una banda horizontal causada porque la luminosidad de la estrella permanece más o menos constante en el proceso). Las estrellas más ricas en metales, con una capa de H más gruesa, forman un "grupo" en la parte roja de la rama horizontal en el DCM (*red clump*). Esta fase de la evolución estelar es mucho más lenta, así que la estrella permanece mucho tiempo en ella, lo que hace del *red clump* una estructura claramente identificable en el DCM (ver Figura 5.6).

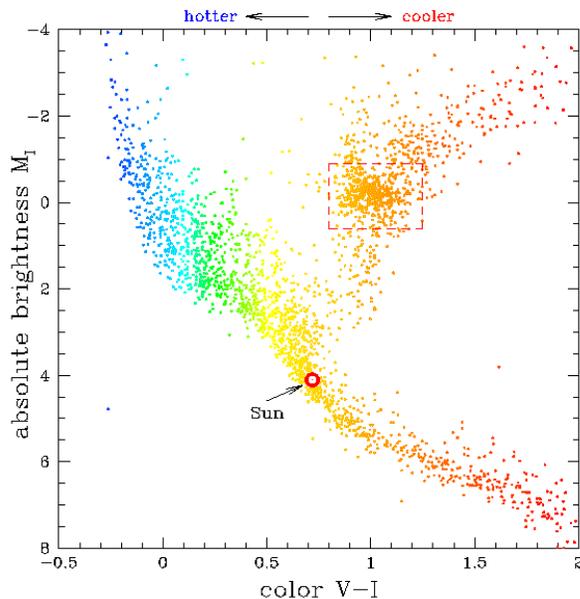


Figura 5.6: Diagrama Hertzsprung-Russell para las estrellas de la vecindad Solar obtenido con la misión Hipparcos. Se observa como el *red clump* (recuadrado en rojo) aparece como una estructura muy poblada y prominente en el diagrama (<http://cfawww.harvard.edu/kstanek/RedClump/>).

Como hemos visto ya, el efecto combinado de la distancia y de la extinción produce que al desplazarnos a lo largo de la línea de visión las estrellas del *red clump* a diferentes distancias se desplacen diagonalmente y aparezca en los diagramas una banda ancha claramente identificable en los mismos como consecuencia de la superposición de los distintos *clumps*. A modo de ejemplo, en la Figura 5.15 vemos como varía la posición de los sucesivos *red*

clumps a medida que aumenta la distancia a lo largo de una línea de visión dada.

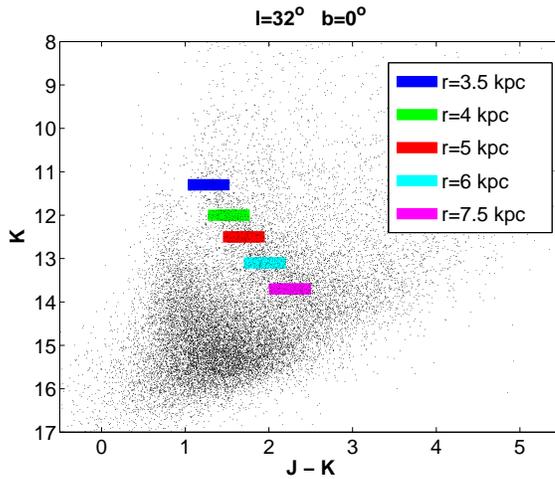


Figura 5.7: Posición que en DCM presentan las estrellas del *red clump* a medida que aumentamos la distancia desde el Sol, tomando los valores tabulados de las magnitudes absolutas y la distribución de extinción del modelo SKY. Se ha considerado para cada distancia una dispersión de 0.3 mag en el valor de la magnitud aparente K del *red clump*.

Las estrellas del *red clump* han sido consideradas como posibles candelas estándar, al presentar un color intrínseco $(J - K)_0$ y una magnitud absoluta bastante fijas, de modo similar a las estrellas RR-Lyrae (Girardi et al. 1998; Paczyński & Stanek 1998; Stanek & Garnavich 1998; Udalski 2000). Así por ejemplo, Alves (2000), realizando un estudio de 238 gigantes del *red clump* previamente identificadas mediante el catálogo Hipparcos (y por tanto con gran precisión en sus paralajes) obtuvo una magnitud absoluta promedio para la muestra de $\langle M_K \rangle = -1.61 \pm 0.03$ mag, para una metalicidad media de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.18$ dex, sin encontrar correlación aparente entre M_K y $[\text{Fe}/\text{H}]$ en el rango $-0.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$. Con estos valores estimó la distancia al Centro Galáctico en 8.24 ± 0.42 kpc analizando la *ventana de Baade*, concluyendo que el filtro K, al ser el menos afectado por extinción es también el que menos sufre efectos por cambio de metalicidad, con lo que es el mejor para usar al estimar distancias. Este método sería nuevamente empleado con la Gran Nube de Magallanes (Alves et al. 2000), obteniéndose de nuevo una mejor estimación de la distancia al usar el filtro K con respecto al uso de filtros ópticos. También se han obtenido resultados similares al caracterizar el *red clump* mediante el estudio de cúmulos estelares y galaxias enanas. Grocholski & Sarajedini (2002), estudiando 14 cúmulos abiertos y 2 cúmulos globulares del 2IDR de 2MASS obtuvieron valores de $\langle M_K \rangle = -1.62 \pm 0.06$ mag y $(J - K)_0 = 0.597 \pm 0.003$, sin correlación ni con la edad (para $9.2 < \log t < 9.9$), ni con la metalicidad (en el rango $-0.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$), tanto de M_K como de $(J - K)_0$. Resultado comparable al obtenido más tarde por Sarajedini et al. (2002) para los cúmulos Hodge 4 y NGC 1651 de la Gran Nube de Magallanes, con valores de $M_K = -1.56 \pm 0.12$ y $(J - K)_0 = 0.600 \pm 0.006$ para Hogde 4 y de $M_K = -1.64 \pm 0.17$ y $(J - K)_0 = 0.612 \pm 0.02$ para NGC 1651. Pietryński et al. (2003) estudiando cuatro galaxias enanas (las dos Nubes de Magallanes, Carina y Fórnaix) llegaron a conclusiones similares, con un valor medio para el *red clump* de $\langle M_K \rangle = -1.66 \pm 0.03$ mag, sin dependencia de $\langle M_K \rangle$ ni con la metalicidad (en el rango $-1.8 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$) ni con la edad (para 2-9 Ga). Sin embargo, encontraron cierta ligera dependencia de $\langle M_J \rangle$ con la metalicidad, lo que se refleja en una variación en el valor del color intrínseco para esta población, con un gradiente que puede expresarse como:

$$(J - K)_0^{RC} = (0.09 \pm 0.03)[Fe/H] + cte \quad (5.1)$$

Todos estos resultados han sido corroborados mediante el uso de modelos de población estelar. Salaris & Girardi (2002) analizaron la dependencia de la corrección al módulo de distancia en la banda K, derivado por efectos de población, como extensión de su trabajo realizado para las bandas V e I (Salaris & Girardi 2001):

$$\mu_0 = K^{RC} - M_K^{RC} - A_K - \Delta M_K^{RC} \quad (5.2)$$

donde K^{RC} y M_K^{RC} representan, respectivamente, las magnitudes aparente y absoluta del *red clump*, A_K es la extinción interestelar y ΔM_K^{RC} la corrección debida a los mencionados efectos de población, corrección ésta que resulta ser mucho menos sensible a la metalicidad dentro del rango $-0.4 < [Fe/H] < 0$ que M_I^{RC} and M_V^{RC} para $t < 11$ Ga. Las predicciones del modelo de Salaris & Girardi (2001) fueron comprobadas por Percival & Salaris (2003), quienes analizando una muestra de 8 cúmulos abiertos y 47 Tuc obtuvieron variaciones medias de 0.04-0.05 mags para $t > 2$ Ga en los filtros V, I, K. Para la banda K, más concretamente, el error promedio en la magnitud absoluta para los cúmulos fue de 0.09 mag, mientras que ΔM_K^{RC} se mostró prácticamente despreciable para $t < 2$ Ga, y una metalicidad cercana a la solar. Esta corrección fue empleada a su vez por Pietryński & Gieren (2002) para estimar la distancia a la Gran Nube de Magallanes usando la banda K, obteniendo una mejor estimación que la inicialmente expuesta por Alves et al. (2000), obtenida sin esta corrección.

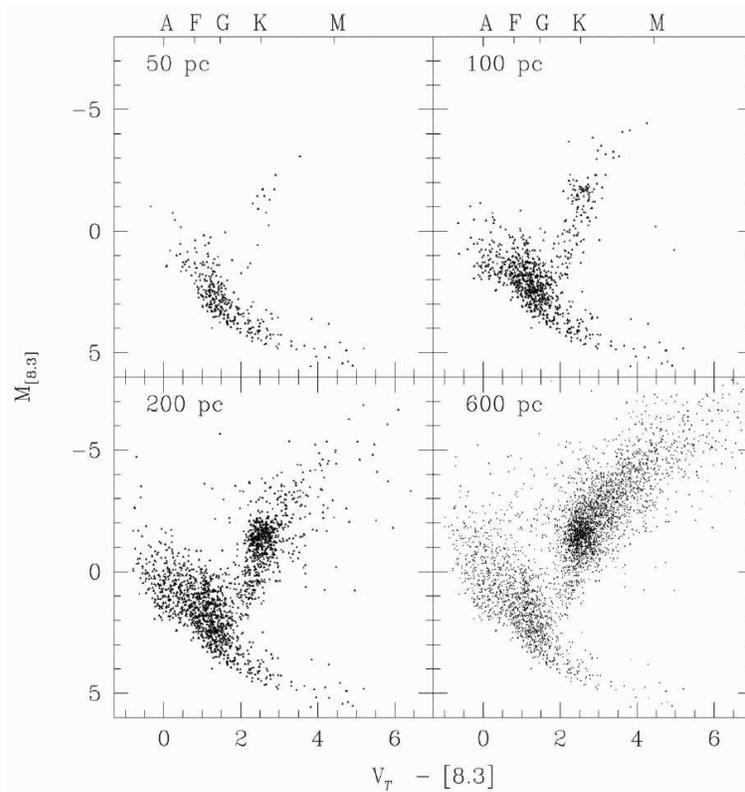


Figura 5.8: Magnitud absoluta a $8.3 \mu\text{m}$ obtenida con MSX, en función del color corregido de extinción $V_T - [8.3]$ para estrellas localizadas hasta distancias de 50, 100, 200 y 600 pc, según sus paralajes medidos con Hipparcos. Se observa claramente como en todos los casos la población de las estrellas del *red clump* es la más abundante de las gigantes y se corresponden con los tipos espectrales K, como se indica en la parte superior de las gráficas (Cohen et al. 2000, Figura 4).

En nuestro método, consideraremos que el *red clump*, estadísticamente, representa la población de gigantes K0-K5 III, con un pico debido a la población de las K2III, ya que es de lejos la más abundante (Cohen et al. 2000; Hammersley et al. 2000; ver Figura 5.8). Como hemos visto, los valores del color intrínseco y magnitud absoluta de esta población están bastante bien predeterminados, mostrándose prácticamente independientes respecto a variaciones tanto de la edad como de la metalicidad. Nosotros representaremos esta población por los valores tabulados en el modelo SKY (Wainscoat et al. 1992), con una magnitud media absoluta de $M_K = -1.65$ y un color intrínseco $(J - K)_0 = 0.75$, considerando una dispersión gaussiana de 0.3 mag en magnitud absoluta y 0.2 en color (López-Corredoira et al. 2002).

5.2 Extracción de las estrellas del *red clump*

A la hora de usar el método, primeramente elaboramos DCM K/J-K para cada campo en cuestión.⁴ A través del uso del modelo SKY, se pueden obtener las trazas esperadas para estrellas de cualquier tipo espectral, desde enanas a gigantes, lo cual nos permite aislar la rama de gigantes K del resto de poblaciones seleccionando las trazas que limitan este rango, entre la población de las K0III hasta las M0III. Esto es relativamente sencillo puesto que como hemos visto la traza de las gigantes K es fácilmente reconocible en los DCM.

Una vez aislada la rama de gigantes K, realizamos cortes longitudinales a lo largo del eje de abscisas, es decir, a magnitud m_K constante, y ajustamos una gaussiana al histograma resultante, para obtener el color correspondiente al máximo para cada corte horizontal, de un modo similar al propuesto por Stanek & Garnavich (1998):

$$f(x; A, \mu, \sigma) = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.3)$$

donde x es el intervalo de color $(J - K)$ seleccionado y μ es el color obtenido para el máximo. El rango de magnitudes empleado debe de ser cuidadosamente elegido, ya que para magnitudes débiles, la secuencia principal se entremezcla con la rama de gigantes, provocando una fuerte contaminación de enanas en los histogramas, lo cual impide asociar ningún valor obtenido a la población de gigantes K. En cada caso concreto, las magnitudes límite para la extracción variarán, dependiendo principalmente de la mayor o menor extinción presente en los campos en cuestión. A través de predicciones obtenidas con el modelo SKY, podemos estimar la contaminación esperada debida a la población de enanas en la rama de gigantes. Con estas predicciones hemos obtenido unas magnitudes límite de $m_K = 13$ en el estudio del disco externo, algo menos para el disco interno ($m_K = 12.7$), y una magnitud notablemente más brillante para el disco grueso, donde una magnitud límite de $m_K = 10$ es necesaria para evitar mezcla de poblaciones debido a la casi ausencia de extinción en estos campos (el análisis en profundidad de la influencia de la contaminación por enanas se describe en §5.5.2).

Una vez obtenidos los máximos en cada intervalo de magnitudes, asociamos este máximo con la posición en el diagrama de la población de las gigantes K2III, ya que son la población

⁴Los datos empleados para ello provienen principalmente de los datos de 2MASS disponibles, que cubren áreas mayores en el cielo que lo que permite DENIS o TCS-CAIN (aunque éstos últimos sean de mayor profundidad).

dominante (Cohen et al. 2000; Hammersley et al. 2000; ver §5.5.1). Podemos entonces ajustar una traza teórica que dé cuenta de la variación de la extinción a lo largo de la línea de visión y extraer las estrellas presentes en torno a esta traza ajustada en un intervalo de magnitudes dado. Tras un análisis detallado de las variaciones producidas por un cambio en el valor de este ancho, se considera como valor estándar para el método el de 0.2 mag en torno a la traza ajustada, ya que este valor es el que mejor cumple el requisito de minimizar la contaminación por estrellas de otros tipos espectrales y permite a su vez incluir la mayoría de las estrellas del *red clump*⁵ (ver Figura 5.9).

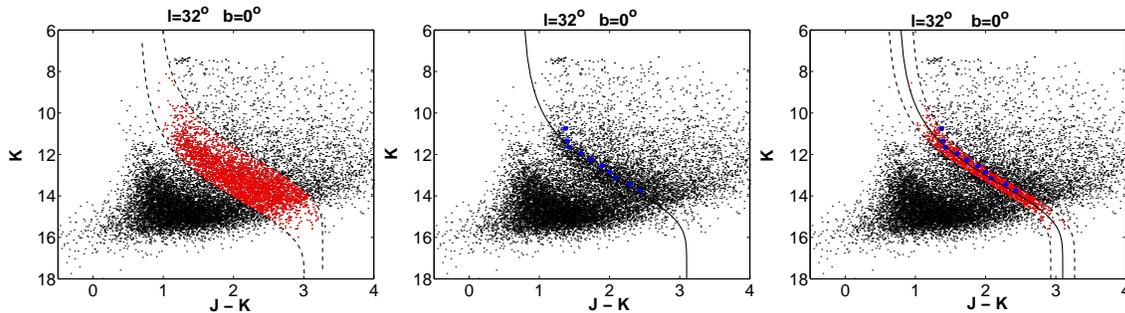


Figura 5.9: Extracción de las estrellas del *red clump* a partir del DCM. A partir de la rama de gigantes K (*izqda.*) la población de las estrellas del tipo K2III es seleccionada a través del ajuste de gaussianas para obtener el máximo en el diagrama. Esto permite determinar la extinción (*centro*) y la distribución de la densidad estelar a lo largo de la línea de visión después de la extracción de las estrellas del tipo K2III del diagrama (*dcha.*).

La fuerza de este método radica en que se trata de un método empírico y sólo se realiza una suposición a priori, consistente en considerar que todas las estrellas extraídas pertenecen al tipo de las K2III, y por tanto tienen una magnitud absoluta y color intrínseco fijos. Si por ejemplo se tomara una traza teórica para las estrellas del *red clump* a partir de un modelo cualquiera extrayendo luego las estrellas en torno a ella, entonces cualquier diferencia entre la extinción predicha y la real produciría errores en las cuentas. Esto no supone que esta segunda opción sea del todo incorrecta, sobre todo en lugares donde la extinción sea bien conocida (Hammersley et al. 2000). Otra gran ventaja de este método radica en que se puede obtener información espacial, la posición a lo largo de la línea de visión puede ser determinada a partir de la magnitud y la extinción sin necesidad de emplear modelo alguno.

Por otro lado, una de las limitaciones del método radica en que la rama de las gigantes debe de ser abundante y bien definida, para que el ajuste sea efectivo. Por ello a lo largo de esta tesis, los campos empleados para aplicar el método serán campos extraídos en su mayoría del survey 2MASS, que proporciona detecciones en áreas mayores del cielo que la suministrada por DENIS o TCS-CAIN, aunque en algunas ocasiones donde el número de estrellas es suficientemente alto, como es el caso de campos cercanos al final de la barra galáctica ($l \sim 27^\circ$) sí fueron empleados campos de este último survey (Picaud et al 2003).

⁵El análisis completo del criterio para la selección del ancho de la traza se describe en §5.5.4.

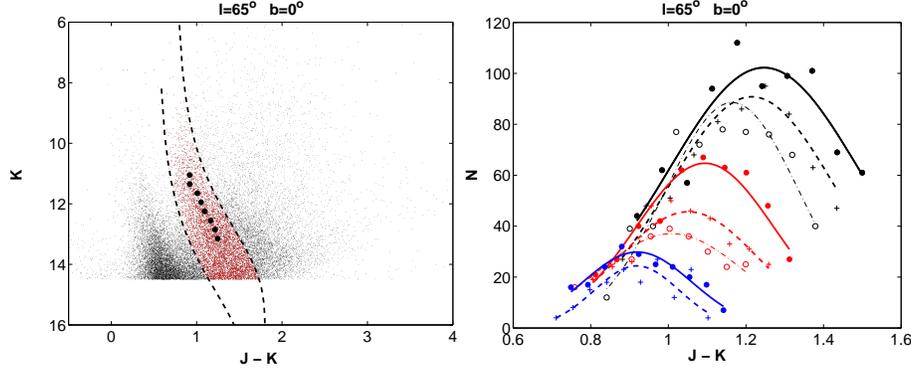


Figura 5.10: Ejemplo de extracción de las estrellas del *red clump* para el campo $l = 65^\circ$, $b = 0^\circ$. Las líneas discontinuas muestran la región que aísla la rama de gigantes y los círculos marcan los máximos obtenidos para cada intervalo de magnitud a través del ajuste a gaussianas (*izqda.*). Ejemplo del ajuste de gaussianas para los distintos intervalos de magnitud considerados en campo anterior (*dcha.*). Intervalo: $10.3 < m_K < 12.7$; $\Delta m_K = 0.3$ mag.

5.3 Cálculo de la densidad

Cuando las estrellas del *red clump* han sido extraídas del DCM, podemos obtener directamente la densidad de estrellas (en estrellas pc^{-3}) empleando la ecuación fundamental de la estadística estelar:

$$A(m) = w \int_0^\infty r^2 D(r) \phi(M) dr \quad (5.4)$$

donde $A(m)$ es el número de estrellas por unidad de ángulo sólido w en el intervalo dm en torno a m , $D(r)$ es la densidad estelar volumétrica relativa, y $\phi(M)$ es la función luminosidad.

Como se supone que $M_K = -1.65$ y $(J - K)_0 = 0.75$ para las gigantes del *red clump*, la extinción $A_K(m_K)$, hasta una distancia r , puede determinarse a través del cambio del color $(J - K)$ del máximo de las cuentas del *red clump* con m_K . La extinción se calcula entonces con el valor $(J - K)$ medido para el pico, el color intrínseco de las estrellas en cada rango de magnitudes, y la definición del exceso de color y la ley de extinción interestelar para A_J y A_K , dada por Rieke & Lebofsky (1985):

$$A_K = \frac{(J - K) - (J - K)_0}{1.52} \quad (5.5)$$

Al suponer que las gigantes del *red clump* tienen una magnitud absoluta de $M_K = -1.65$, $\phi(M)$ puede asimilarse a una delta de Dirac⁶. Así, transformando los intervalos de magnitud (δm) en sus correspondientes intervalos de distancia (δr), la densidad de estrellas puede determinarse fácilmente usando:

$$r = 10^{\frac{m_K - M_K + 5 - A_K(r)}{5}} \quad (5.6)$$

⁶El posible error debido a esta simplificación será analizado en §5.5.1.

$$D(r) = \frac{A(m)\delta m}{wr^2\delta r} \quad (5.7)$$

La distancia galactocéntrica promedio de las estrellas de cada intervalo (R) se calcula usando la distancia promedio obtenida (r) con la siguiente ecuación:

$$R = \sqrt{R_\odot^2 + (r \cos b)^2 - 2r \cos b R_\odot \cos l} \quad (5.8)$$

Con este método, estamos invirtiendo las cuentas estelares de la población del *red clump* para obtener la densidad estelar volumétrica a lo largo de la línea de visión. Es un método simple y directo, y aunque requiere algunas aproximaciones, éstas pueden justificarse (§5.5).

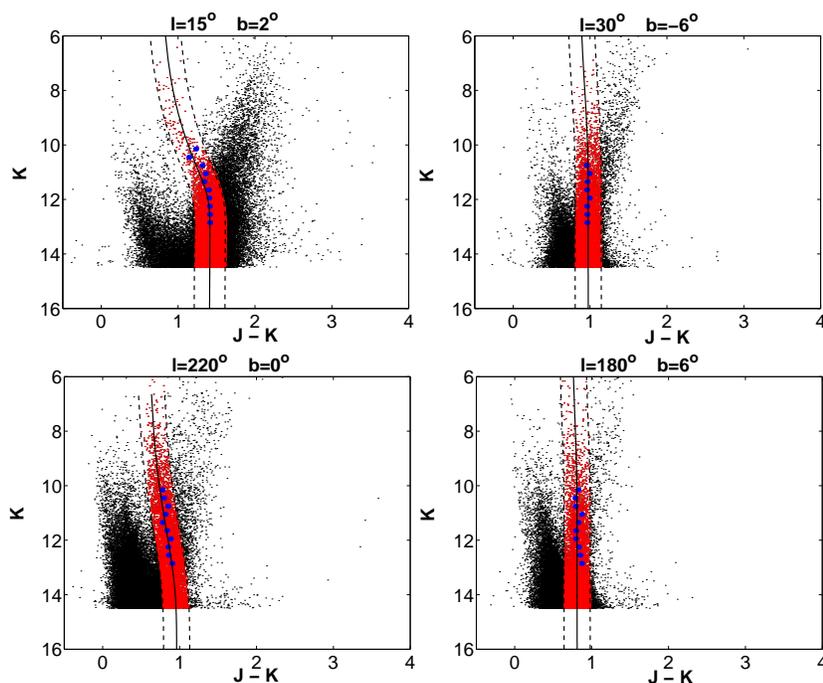


Figura 5.11: Extracción de las estrellas del *red clump* a partir de los DCM para dos líneas de visión diferentes correspondientes al disco interno (*arriba*) y del disco externo Galáctico (*abajo*). En cada caso la línea gruesa marca la traza que se asigna a las gigantes K, mientras que las líneas discontinuas muestran los límites para la extracción de las estrellas del *red clump* con un ancho de 0.2 mag en torno a la traza asignada.

5.4 Cálculo de la extinción

Hemos visto que el método de las gigantes K permite obtener una estimación del extinción, $A_K(m_K)$, trazando como el pico ($J - K$) asignado al *red clump* cambia con m_K , al adoptar un color intrínseco promedio para el *red clump*, según las leyes de extinción de Rieke & Lebofsky (1985):

$$A_K = \frac{(J - K) - (J - K)_0}{1.52} \quad (5.9)$$

Esto nos permite transformar la magnitud aparente de las gigantes K2III en distancia, puesto que la magnitud absoluta nos es conocida. Por tanto, el método de las gigantes K2III proporciona una herramienta interesante para calcular la extinción a lo largo de diferentes líneas de visión, $-A_K$ vs. r , (ver Figura 5.12), donde los errores en la extinción pueden estimarse a partir de las incertidumbres en el color medio obtenido mediante el ajuste a gaussianas (ec.(5.3)), siguiendo la expresión:

$$\sigma_{A_K} = \frac{\sigma}{1.52\sqrt{N}} \tag{5.10}$$

donde σ es la desviación estándar de la gaussiana ajustada y $N=A\sigma\sqrt{2\pi}$ es el número estimado de estrellas del *red clump* en cada intervalo de magnitud. Este error da una indicación del error estadístico, al cual habría que añadir el error debido a la incertidumbre en el valor del color intrínseco $(J - K)_0$ del *red clump* que, como hemos visto, es muy pequeño, según se desprende de la buena coincidencia de los resultados de diferentes autores.

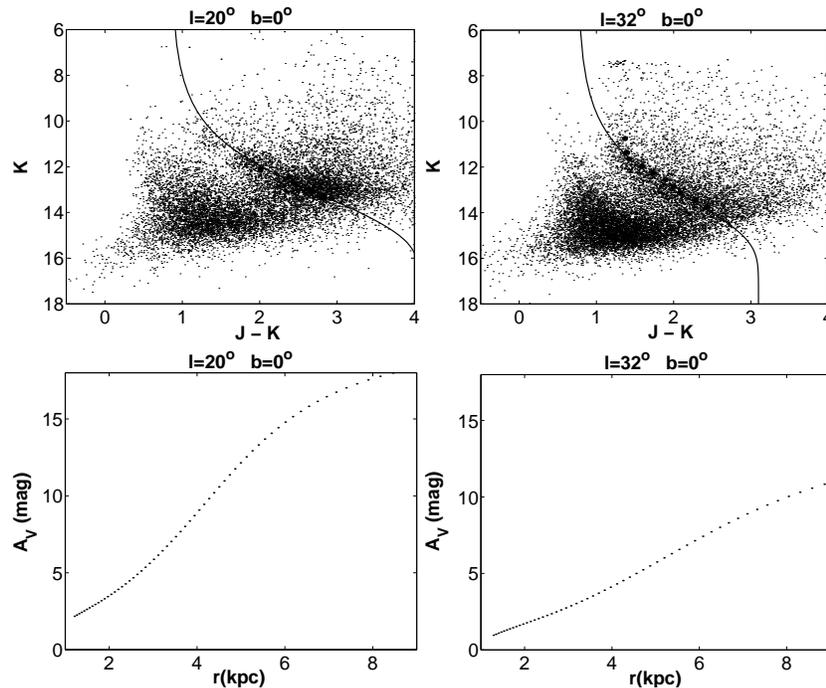


Figura 5.12: Distribuciones de extinción en el plano en las direcciones $l=20^\circ$ y $l=32^\circ$ (abajo), obtenidas a partir del ajuste a los máximos del pico de las gigantes K (arriba). La forma de las leyes refleja las diferencias en la extinción debidas a movernos hacia el interior galáctico, lo que también se observa en la propia forma de los DCM.

Para evaluar la fiabilidad de las estimaciones para la extinción derivadas directamente de los DCM, comparamos éstas con predicciones de un modelo de extinción para la Galaxia. Por ejemplo, Drimmel & Spergel (2001) presentaron un modelo tridimensional para la Vía

Láctea, capaz de reproducir los mapas de flujo en el infrarrojo cercano y lejano obtenidos con *COBE/DIRBE*. En él se modela la distribución de polvo como resultante de la contribución de tres componentes: un disco exponencial con $h_R=2.25$ kpc y *flare* en el que se también se incluye el efecto del *warp*, una componente debida a los brazos espirales que incluye cuatro brazos trazados por las regiones HII galácticas, más la contribución del brazo local. Esta distribución de polvo se emplea para calcular la absorción en las bandas J y K. Esto permite contrastar las predicciones de su modelo para la extinción en la banda K con las medidas extraídas a partir de la aplicación del método de las gigantes K usando la ec.(5.9).

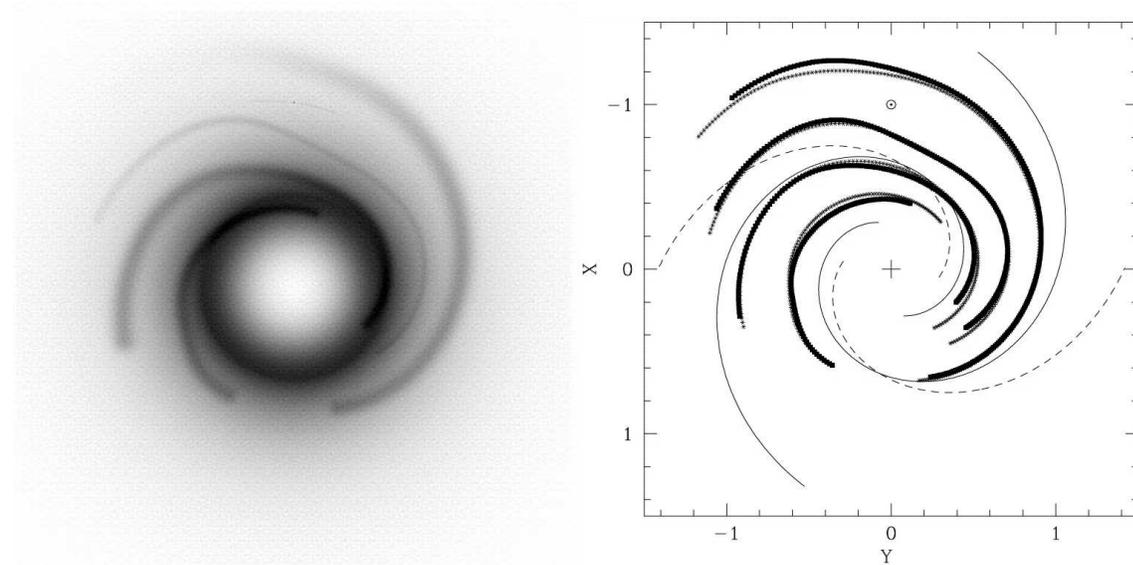


Figura 5.13: Mapa de densidad superficial del polvo, según el modelo de Drimmel & Spergel (2001), con la posición del sol señalada con el punto negro de la parte central superior del diagrama (*izqda.*). Esquema de la Galaxia mostrando los cuatro brazos espirales trazados por el polvo y regiones HII (marcados con línea gruesa) y los dos brazos espirales trazados por las estrellas en la banda K (línea continua) que considera el modelo de Drimmel & Spergel (2001) (*dcha.*) (Drimmel & Spergel 2001, Figuras 13 y 19).

Los resultados que se han obtenido son bastante satisfactorios, con una buena concordancia entre las predicciones y los valores obtenidos a partir de los DCM (Figura 5.14). Las comparaciones realizadas para líneas de visión hacia el disco externo muestran diferencias de menos de 0.05 mag entre el modelo y las estimaciones, aunque las direcciones hacia asociaciones OB conocidas muestran una elevada diferencia relativa debida a temperaturas de polvo anómalas que afectan al modelo. Hacia la galaxia interna, se obtiene menor concordancia, especialmente en las direcciones tangentes a los brazos espirales. Este punto es uno en los que el modelo debe mejorar, ya que la galaxia interna es rica en estructuras que no se tienen en cuenta en el mismo (como por ejemplo la barra). Como conclusión general, se obtiene que las estimaciones directas a partir de los DCM son siempre más fiables que el modelo, pero que éste debe ser utilizado como extrapolación de lo anterior, ya que estamos limitados en distancia por efectos de la propia extinción, fijado por la magnitud límite para la extracción considerada en cada caso (Drimmel et al. 2003).

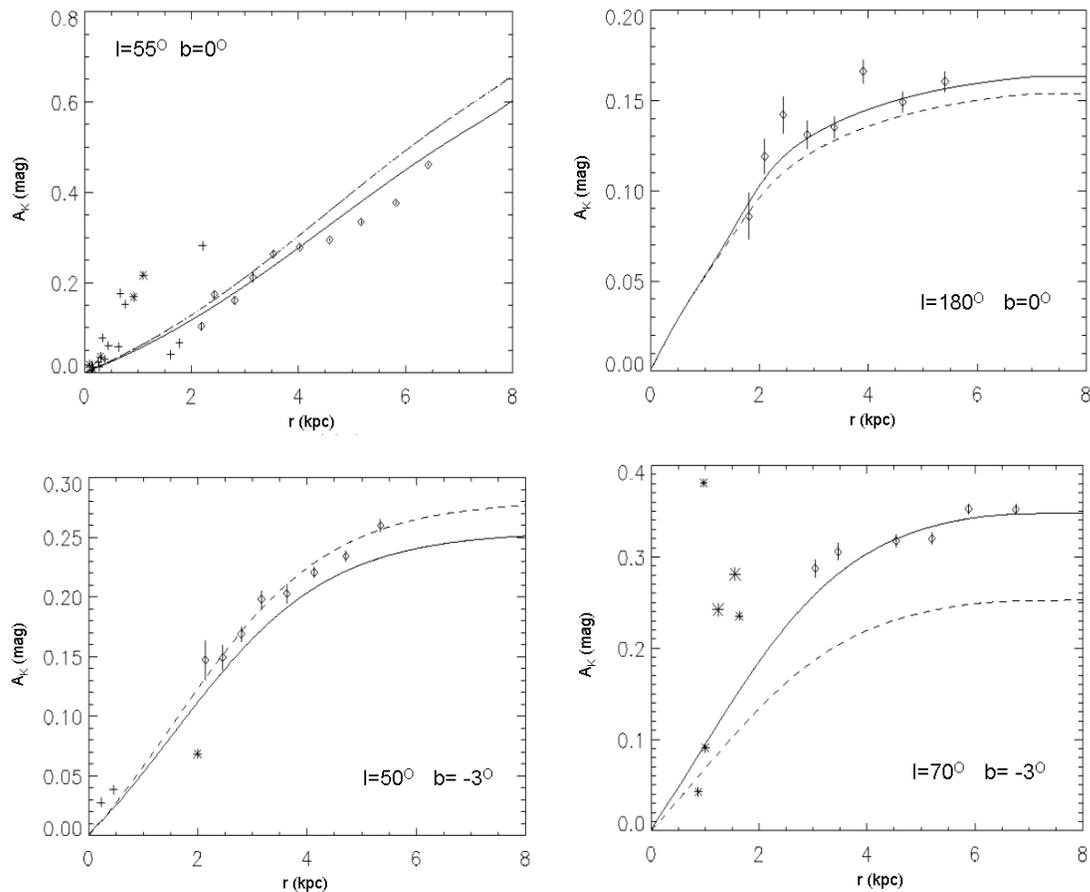


Figura 5.14: Predicciones para la extinción en la banda K obtenidas con el modelo de Drimmel & Spergel (2001) y los valores obtenidos a partir de los DCM a través del método de las gigantes K (diamantes). Las diferentes curvas de extinción han sido obtenidas para distintos modelos que difieren únicamente en el tipo de escalado empleado (una corrección basada en los residuos en el infrarrojo lejano). La línea discontinua corresponde con el modelo sin este escalado, mientras que la línea continua corresponde con el modelo con escalado. Los asteriscos representan valores obtenidos a partir de estrellas OB del catálogo de Neckel et al. (1980) situadas a un radio menor de 1° del centro del campo, mientras que las cruces representan estrellas del mismo catálogo situadas a un radio de entre 1° y 2° del centro del campo.

5.5 Verificación del método

5.5.1 Diferencias entre la forma real de la distribución del *red clump* y una delta de Dirac

Para profundizar en el análisis de la forma exacta del *red clump*, calculamos la distribución en magnitudes K y colores $(J - K)_0$ usando para ello el modelo SKY, aunque considerando una estimación más actual de la función densidad para la población de gigantes (Wainscoat et al. 1992; Cohen M., comunicación privada). En la Figura 5.15 se muestra la parte de la función luminosidad que pertenece al rango de gigantes con tipos entre G5III y M0III. El

gráfico de la derecha muestra a su vez la forma predicha por el modelo para el histograma de colores ($J - K$) hasta magnitud $m_K=11$ (pero sin extinción) a lo largo de la línea de visión en la dirección del anticentro ($l = 180^\circ$, $b = 0^\circ$). En ambos casos, la predominancia de las gigantes del *red clump* es más que evidente.

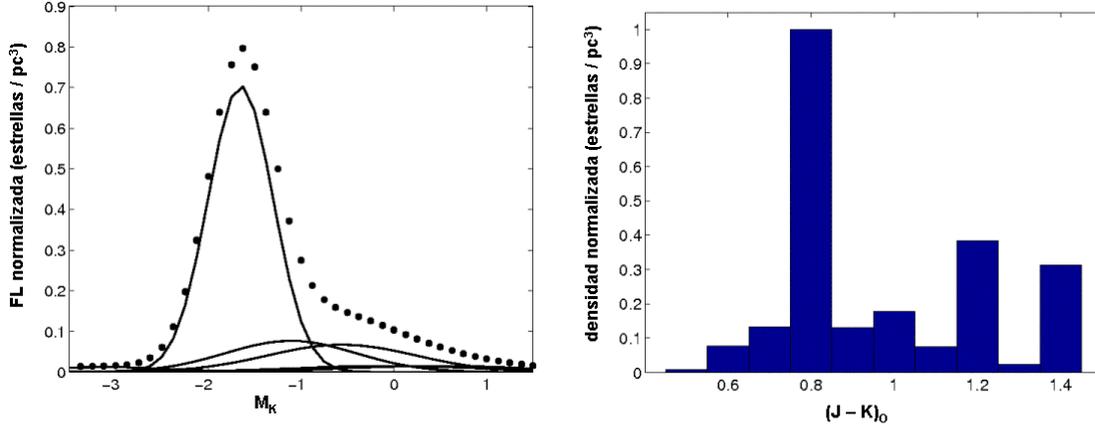


Figura 5.15: Distribución de magnitudes absolutas K y colores ($J - K$)₀ para $m_K=11$ a lo largo de una línea de visión en la dirección del anticentro correspondiente con la suma de todos los tipos de gigantes en el disco, según el modelo SKY. El máximo de las figuras corresponde al *red clump*.

Para cuantificar el efecto de usar una delta de Dirac en lugar de una gaussiana como función luminosidad de las gigantes del *red clump*, realizaremos el siguiente cálculo. Suponemos que las gigantes del *red clump* presentan una dispersión en magnitudes con $\sigma=0.3$ (valor que proporciona el modelo SKY para esta población). A partir de las ecs. (5.4) y (5.7), la densidad en la dirección del anticentro puede ser escrita de la forma siguiente:

$$\rho'(R - R_\odot) = \frac{5}{\ln(10)\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{(R - R_\odot)^3} \int_0^\infty dr r^2 \rho(r) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{5}{\sigma} \log \frac{(R-R_\odot)}{r}\right)^2} \quad (5.11)$$

donde ρ' es la densidad derivada con el método de las gigantes K, mientras que ρ es la distribución real de densidad. Usando la ley de densidad derivada para el disco externo, que será comentada con profundidad en el capítulo 6 (ec.(6.8)), con $H = 2.0$ kpc y $\rho_\odot = 1$, se obtiene el resultado mostrado en la Figura 5.16. La diferencia entre ambas curvas es debida al error introducido en la aproximación, con lo que se comprueba que es despreciable. El valor de la escala del disco obtenida suponiendo $M_K = -1.65$ para todas las fuentes es $H' = 1.96$ pc, lo que supone un error en el cálculo de alrededor de un 2%, lo que sirve para justificar esta simplificación, al no producir diferencias significativas.

5.5.2 Contaminación por enanas

Un aspecto crítico del método es la contaminación por enanas, ya que hay una contribución importante de éstas en las cuentas extraídas para las magnitudes más débiles. La forma que empleamos para extraer las estrellas del *red clump* de los DCM no es capaz de separar

las distintas poblaciones en ese rango de magnitudes ya que la secuencia principal y la rama de gigantes K están completamente solapadas.

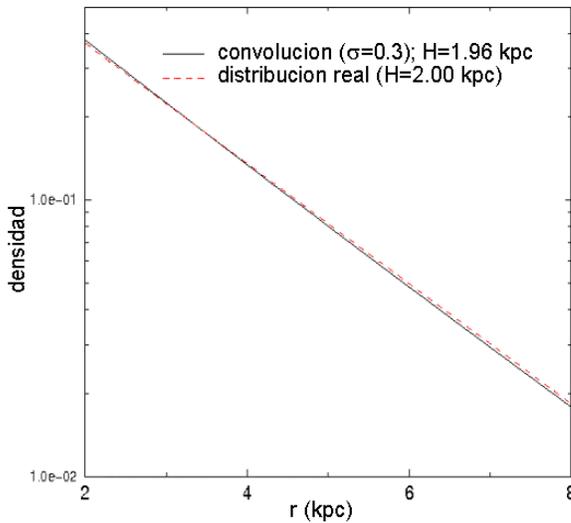


Figura 5.16: Comparación entre una densidad real $\rho = e^{-\frac{R}{h}}$ y la convolución de la distribución de la ec.(5.11), obtenida bajo la suposición de que la función luminosidad sigue la forma de una delta de Dirac en vez de la distribución real gaussiana con $\sigma=0.3$.

Para estimar la contaminación en las cuentas debido a las enanas respecto a la magnitud m_K empleamos la función de luminosidad y la distribución de densidad del modelo de Wainscoat et al. (1992) para calcular la predicción del porcentaje de enanas que cabe esperar respecto al total de cuentas incluyendo a las enanas y a las gigantes K. El resultado se muestra en la Figura 5.17, tanto para el caso de campos en la dirección del anticentro para el estudio del disco externo, como para campos en la dirección del polo galáctico, para el estudio del disco grueso.

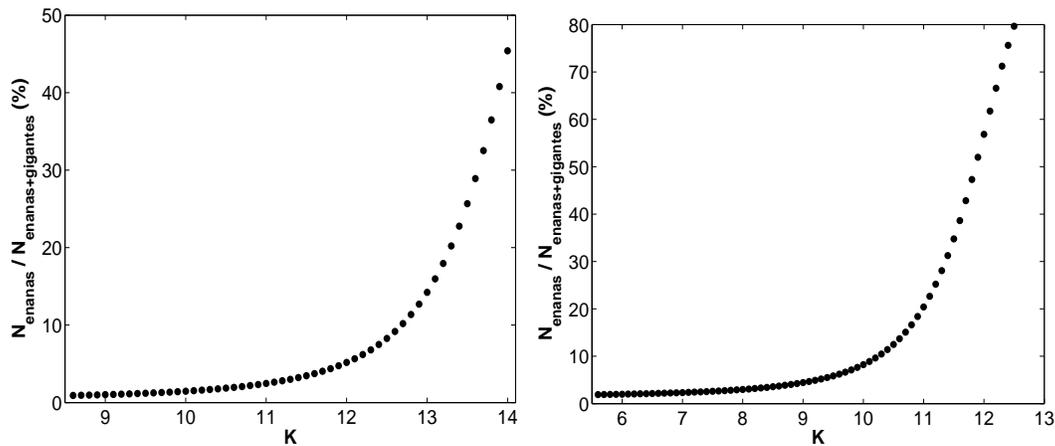


Figura 5.17: Porcentaje de enanas predichas en el número de cuentas totales extraídas del DCM para $l = 180^\circ$, $b = 0^\circ$ (*izqda.*) y para campos con $|b| > 75^\circ$ (*dcha.*).

Está claro que para $m_K \approx 14$ hacia el anticentro, y $m_K \approx 11.5$ hacia el polo, la contaminación es importante, con casi un 50% de enanas sobre el total de cuentas. Sin embargo este

porcentaje decrece para magnitudes más brillantes, siendo de sólo un 10% de enanas para $m_K < 13$ en el primer caso, y menos aún para $m_K < 10$ en el segundo caso (Figura 5.17). En cada una de estas situaciones, esto ha sido calculado para los casos donde la extinción es más baja. Se espera que para regiones donde la extinción es mayor, la contribución de las enanas sea aún menor, puesto que el enrojecimiento desplaza las gigantes hacia la derecha del diagrama, mientras que las enanas se ven menos afectadas por éste, lo que mejora la separación entre enanas y gigantes. En cualquier caso, se extraerán las estrellas del *red clump* únicamente hasta magnitud $m_K < 13$ para el estudio del disco externo (§6.3), y hasta $m_K < 10$ en el estudio del disco grueso (§8.3.2), donde podemos afirmar que la contaminación debida a las enanas en las estrellas del *red clump*. Para el disco interno, los resultados obtenidos en la dirección del anticentro son aplicables en cuanto al límite máximo de extracción definido por la contaminación de enanas. En estos casos, el límite empleado será más brillante, $m_K < 12.7$, pero como consecuencia de la completitud del survey 2MASS empleado en estas regiones.

5.5.3 Efectos de la metalicidad en las estrellas del *red clump*

Cuando la metalicidad decrece, las estrellas se vuelven más azules, y por lo tanto los valores que se obtengan para el enrojecimiento a partir de las diferencias de colores ($J - K$) y $(J - K)_0$ según la ec.(5.9) serán menores que los reales. Para el estudio del disco galáctico (disco fino) hemos supuesto que la población estelar es homogénea y por tanto carece de gradientes importantes en metalicidad. No obstante, incluso en el caso de que haya pequeñas variaciones en la metalicidad (Cameron 1985 midió un gradiente radial de metalicidad de $-0.11 \text{ dex kpc}^{-1}$), el cambio en el resultado es muy pequeño, ya que el color de las estrellas del *red clump* es prácticamente independiente de la edad y de la metalicidad (Sarajedini et al. 1995). Las variaciones están limitadas en un rango $\Delta(B - V)_0 < 0.05$ (Sarajedini et al. 1995), lo que se traduce en $\Delta(J - K)_0 < 0.022$ (un error en la extinción de 0.015, del mismo orden que los errores en la propia fotometría).

Para el caso del disco grueso, la metalicidad para esta componente ha sido considerada definida por la de 47 Tuc, con un valor de $[Fe/H] = -0.7 \text{ dex}$, un valor que por lo que hemos visto en §5.1 no debe afectar al valor de la magnitud absoluta del *red clump*, aunque puede alterar algo el valor del color intrínseco $(J - K)_0$ (considerando la ec. (5.1) dada por Pietryńsky et al. 2003 supondría una corrección de -0.07 mag respecto al color intrínseco en la vecindad solar). Sin embargo, esto juega un papel relativamente poco importante al aplicar el método en campos con latitudes elevadas y por tanto con extinción casi despreciable. La extinción total obtenida en estos campos es menor que 0.03 mag en la banda K, lo que traducido en distancias a lo largo de la línea de visión supone un error de menos de un 2% respecto al valor obtenido sin extinción. La propia dispersión en los valores de $(J - K)$ será una fuente dominante de error en estos casos, lo que se minimiza mediante la utilización del promedio de varias líneas de visión diferentes.

5.5.4 Selección del intervalo de color para la extracción de las estrellas

La elección del intervalo de color empleado para seleccionar las estrellas a las que luego se les asociará el tipo espectral K2III debe ser elegido con cierto refinamiento para evitar, por

un lado la pérdida de estrellas y por otro, intentar que la contaminación debida a estrellas de otros tipos, principalmente enanas y gigantes M, no afecten a las cuentas.

Para evaluar el grado de contaminación debido a las enanas, hemos tomado nuevamente el modelo SKY, y calculado el porcentaje de enanas que hay presentes en las cuentas, en función de la magnitud de las estrellas del mismo modo se obtuvo en la Figura 5.17, pero ahora para diferentes intervalos de color. El valor de los intervalos de color, $\Delta(J - K)$, representa el ancho de la extracción considerando colores más y menos enrojecidos en esa cantidad. Es decir, un intervalo $\Delta(J - K)$ equivale a que se extraigan estrellas con un color definido entre $(J - K)_c - \Delta(J - K)$ y $(J - K)_c + \Delta(J - K)$, siendo $(J - K)_c$ el de la traza asignada a la población de las gigantes K2III. Como se observa en la Figura 5.18, unos intervalos de $\Delta(J - K)=0.15$ y $\Delta(J - K)=0.2$ producen casi prácticamente la misma contaminación de enanas en las cuentas, pero variando ligeramente la magnitud límite para la extracción, algo más débil en el caso de $\Delta(J - K)=0.15$. Si consideramos anchos mayores para la extracción, el rango en el cual la contaminación debida a las enanas puede ser aceptable disminuye ($m_K < 12$ para $\Delta(J - K) > 0.2$), lo que haría que el método fuese fiable hasta una distancia límite menor respecto al Sol.

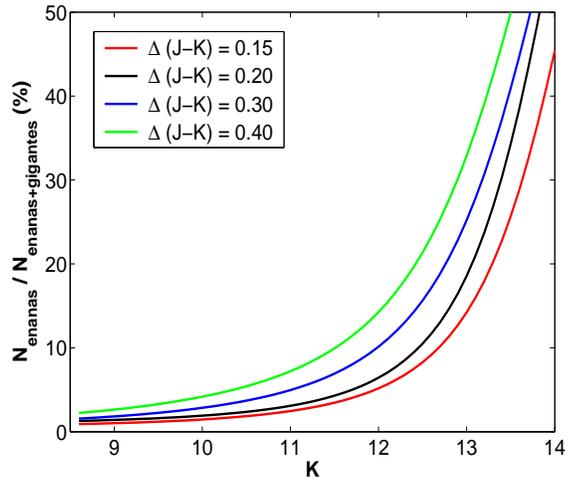


Figura 5.18: Variación con la magnitud del porcentaje de enanas presentes en las cuentas extraídas de los DCM, a medida que se varía el intervalo de color para la extracción de las estrellas del *red clump*.

En la Figura 5.19 se representan las cuentas extraídas a lo largo de tres líneas de visión diferentes en la dirección del anticentro, las correspondientes a los campos $l = 165^\circ, b = 0^\circ$, $l = 180^\circ, b = 0^\circ$ y $l = 220^\circ, b = 0^\circ$. En los tres casos, se ha aplicado el método de las gigantes K para extraer las estrellas del *red clump*, pero variando en cada caso el ancho usado para la extracción. Podemos ver que las estimaciones anteriores usando el modelo SKY se reflejan directamente en las cuentas, ya que para las magnitudes más débiles ($m_K > 12$) la forma de las curvas cambia cuando consideramos anchos $\Delta(J - K) > 0.2$, debido sin duda a que estamos incluyendo enanas en las cuentas. En todos los casos, no hay variaciones importantes en la forma de las gráficas para magnitudes brillantes ($m_K < 11$), lo que es debido a que es la zona de los DCM en donde la rama de gigantes y la secuencia principal están más claramente diferenciadas (ver Figura 8.4).

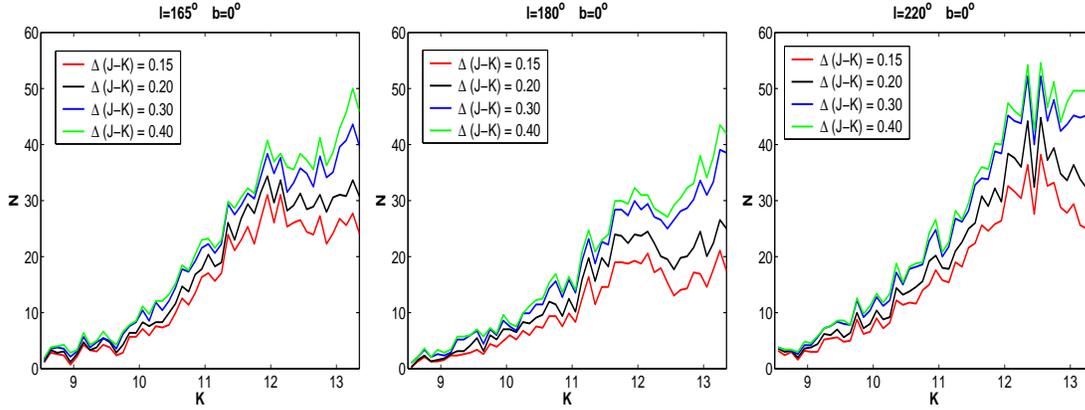
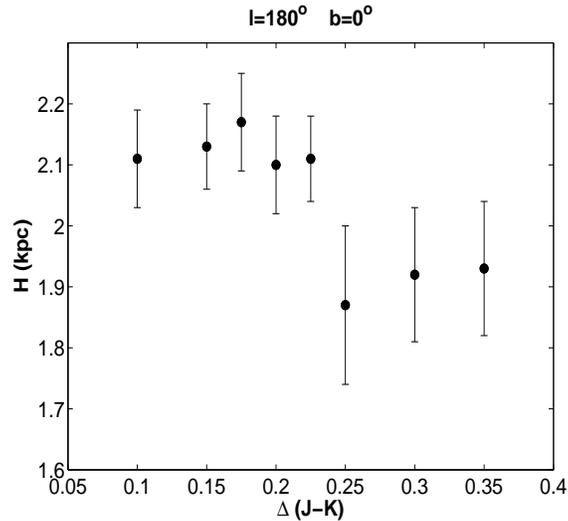


Figura 5.19: Número de estrellas extraídas de los DCM en función de la magnitud para distintos intervalos de color alrededor de la traza de las gigantes K2III, en los campos $l = 165^\circ$, $b = 0^\circ$ (*izgda.*), $l = 180^\circ$, $b = 0^\circ$ (*centro*) y $l = 220^\circ$, $b = 0^\circ$ (*dcha.*).

Como última prueba realizada para la definición del rango de colores a emplear, hemos extraído la densidad de gigantes K en la dirección del anticentro, aplicando el método descrito y considerando diferentes anchuras en la extracción. Como antes, el efecto debido a la contaminación de otras poblaciones será mayor en esta dirección que en otras porque la extinción aquí es menor, y la extinción facilita la separación entre poblaciones en nuestro método. Con la densidades extraídas hemos ajustado la ley de densidad considerada para el disco externo, descrita con profundidad en el capítulo 6, y hemos obtenido el valor de la longitud de escala del disco, H (ec. (6.8)). Se observa que éste valor es casi constante para $\Delta(J - K) \leq 0.2$, y que cambia bruscamente hacia valores más bajos para $\Delta(J - K) > 0.2$.

Figura 5.20: Variación del valor de la longitud de escala del disco en función del intervalo de color elegido para extraer las gigantes del DCM correspondiente al campo $l = 180^\circ$, $b = 0^\circ$.



Con todo esto, en general se puede considerar que la extracción de las gigantes K2III de los diagramas puede realizarse indistintamente con $\Delta(J - K) = 0.15$ ó $\Delta(J - K) = 0.2$. No obstante, el primer intervalo puede resultar un poco corto, falseando la verdadera distribución de densidad. A lo largo de esta tesis, se ha preferido considerar un ancho de

$\Delta(J - K) = 0.2$ a la hora de aplicar el método de las gigantes K, valor coincidente también con la dispersión de colores que consideramos para este tipo espectral (§5.1). En cualquier caso, siempre que el método de las gigantes K sea aplicado en esta tesis, bien analizando el disco fino o el disco grueso de la Galaxia, se realizará una breve discusión acerca del valor del ancho del intervalo de color empleado para la extracción de las estrellas del *red clump*.

5.5.5 Simulación de Monte Carlo

Para estimar la efectividad del método a la hora de la obtención de una ley de densidad a partir del DCM, podemos realizar una serie de simulaciones Monte Carlo. Con ellas, generamos diferentes DCM sintéticos empleando dos modelos de poblaciones estelares y de densidad predeterminados:

- Un modelo de disco exponencial:

$$\rho(R, z) \propto e^{-R/H} e^{-|z|/h_z} \quad (5.12)$$

con $R_\odot = 7.9$ kpc, $H = 0.25 R_\odot$ y $h_z = 0.036 R_\odot$, según se describe en el capítulo 6 (López-Corredoira et al. 2002).

- Un modelo de disco truncado, igual que el anterior para $R > 4$ kpc y una exponencial independiente de R para $R \leq 4$ kpc:

$$\rho(R, z) \propto e^{-|z|/h_z} \quad (5.13)$$

con los mismos parámetros que antes.

A partir de estos DCM, obtendremos la densidad a lo largo de la línea de visión usando el método de las gigantes K, para comparar ésta con la densidad original. Tomaremos la información acerca de las magnitudes absolutas y las abundancias relativas de cada tipo espectral a partir del modelo SKY (Wainscoat et al. 1992; M. Cohen comunicación privada), introduciendo a su vez cierto ruido poissoniano en la densidad.

Este test ha sido realizado para el campo $l = 15^\circ$ $b = 0^\circ$, que es el que de todos los utilizados en esta tesis presenta la mayor mezcla de tipos en la clase de las gigantes, en su mayoría gigantes M, (porque la razón entre estrellas cercanas y lejanas es la más alta) y también la mayor extinción. Este campo será el que presente los errores mayores, por lo que otras líneas de visión deben tener menores errores que ésta.

Así se obtienen los resultados de la Figura 5.21. En ambos casos, la densidad es aproximadamente igual a la del modelo (excepto quizá para distancias cortas, $r < 3$ kpc, donde el error poissoniano y la contaminación de gigantes M domina), con diferencias de un 20-30% para $4 \text{ kpc} < r < 6 \text{ kpc}$, debido también a la contaminación de gigantes M. Lo más significativo es que es que en ambos casos la distribución de densidades puede distinguirse, siendo el método capaz de recuperar la forma original de la densidad, siendo por tanto sensible a sus posibles diferencias. Hemos dicho que este caso particular es el que supone mayores errores, por lo que cabe esperar que estadísticamente, al combinar datos de diferentes líneas de visión (que es el modo en el que se trabajará en esta tesis) los errores sean menores, del orden de 10-15% para $4 \text{ kpc} < r < 6 \text{ kpc}$, y aún menos a mayores distancias.

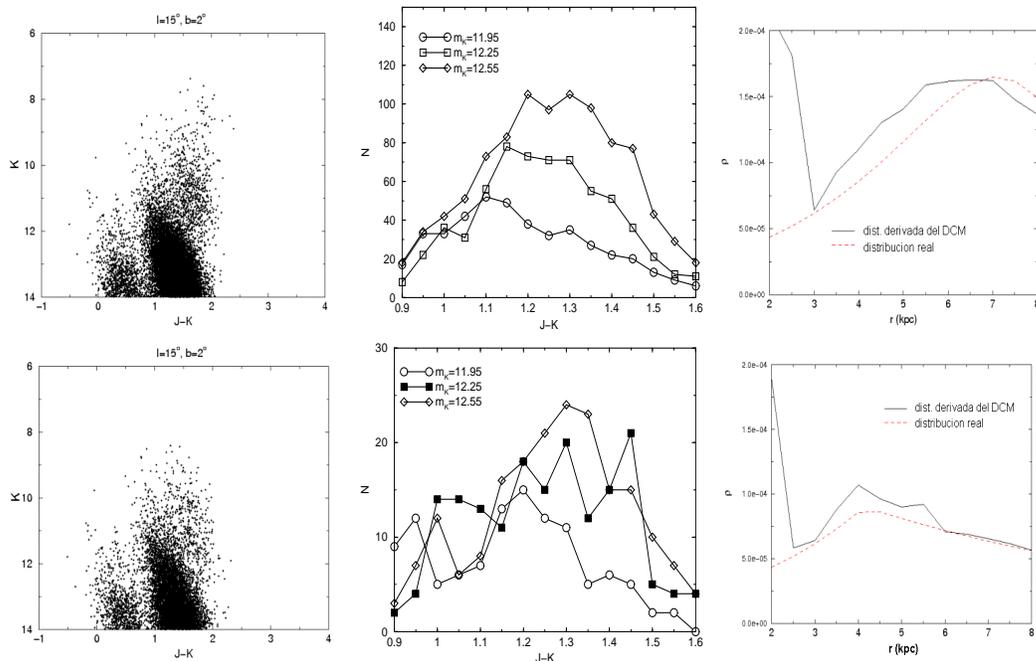


Figura 5.21: Resultados de las simulaciones Monte Carlo para los modelos de densidad (5.12) (*gráficas superiores*) y (5.13) (*gráficas inferiores*): a) DCM sintéticos para $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ derivados a partir del modelo SKY. b) Histogramas de cuentas para una magnitud fija m_K ($\Delta m_K = 0.3$). c) Densidad a lo largo de la línea de visión, comparando la densidad real (en rojo) y la obtenida a partir del DCM sintético usando método de las gigantes K con un ancho para la extracción de 0.4 mag (en negro).

5.6 Conclusiones

A la vista de las diferentes pruebas realizadas para verificar la fiabilidad del método de las gigantes K, podemos concluir lo siguiente acerca de la utilización del mismo en campos de la Vía Láctea:

- Las estrellas del *red clump* (gigantes K), pueden ser empleadas como buenas estimadoras de distancias en la Galaxia, permitiendo derivar la densidad y extinción en el disco a lo largo de distintas líneas de visión con relativa fiabilidad.
- El método de las gigantes K descrito en este capítulo permite obtener distribuciones de densidad y leyes de extinción de modo directo a través de los DCM, mediante ciertas hipótesis simples que producen errores no mayores de un 5%.
- El factor más importante de incertidumbre en las leyes de densidad derivadas con este método proviene de la contaminación por otras poblaciones (principalmente enanas y gigantes M) en las cuentas extraídas. Este factor se minimiza extrayendo las cuentas hasta una magnitud límite que define el rango para la cual el número de estrellas de otras poblaciones es despreciable frente a las gigantes. Esta magnitud depende de la extinción total del campo, ya que a mayor extinción las distintas poblaciones son más fácilmente diferenciables en los DCM, permitiendo la extracción hasta magnitudes más

débiles. Esto fija un límite espacial a la aplicación del método, de aproximadamente unos 8 kpc a lo largo de la línea de visión.

- El método requiere que los campos estudiados presenten una rama de gigantes suficientemente poblada para que el ajuste de gaussianas sea coherente. Por lo general, áreas de 1 grado cuadrado de cielo son suficientes. Para ello, en los casos donde haya poca extinción, se podrán agrupar varios campos en busca de un número suficiente de estrellas, como ocurre, por ejemplo, en el caso del análisis del disco externo realizado en el capítulo 6.
- El método no puede considerarse como una herramienta infalible para determinar la extinción y la densidad, pero en cierta medida sí da una idea bastante aproximada de las mismas. Las pruebas demuestran que el método es sensible a distintas formas de la densidad. En cualquier caso, las leyes de densidad debe ser interpretadas como las correspondientes a la población de gigantes K del disco, pudiendo ser ligeramente diferentes a las que presenten otros tipos espectrales.

6

Disco externo

A pesar del uso combinado de modelos Galácticos cada vez más complejos (por ejemplo, Bahcall & Soneira 1980; Wainscoat et al. 1992; Robin et al. 2003) con muestras de datos en el infrarrojo cercano a su vez más amplias y homogéneas (Eaton et al. 1984; Garzón et al. 1993; Hammersley et al. 1994; Epchtein 1997; Struskie et al. 1997), aún hay controversia en la descripción de la estructura detallada de la distribución estelar de nuestra Galaxia, con diferencias apreciables en los parámetros que la describen, algunos de ellos relacionados con la distribución radial y vertical del disco de la Vía Láctea y su morfología específica. El valor de la escala radial del disco varía en un rango amplio de valores según el autor considerado, aún usando las mismas bases de datos. Como tendencia general, los valores más bajos de las escalas radiales aparecen cuando nos movemos a longitudes de onda mayores (Kent et al. 1991), lo que puede indicar que las diferencias provengan de que se estén considerando diferentes poblaciones estelares o zonas de la Galaxia. Las discrepancias son menores cuando se trata de la escala vertical del disco, con un valor canónico bastante generalizado de ~ 300 pc en la vecindad solar, aunque aún hay trabajo por hacer en cuanto a la forma de la distribución vertical, si bien corresponde con una exponencial o con una función *sech*² (van der Kruit 1988), aunque los últimos resultados apuntan hacia una descripción exponencial de este comportamiento (Kent et al. 1991; Hammersley et al. 1999; y otros).

Sin embargo, las estructuras presentes en el disco como pueden ser truncamientos internos (Freudenreich 1998; López-Corredoira et al. 2001a) o externos (Habing 1988; Ruphy et al. 1996; Pohlen et al. 2002), *flares* (Kent et al. 1991; Alard 2000), *warps* (Djorgovski & Sosin 1989; Freudenreich 1998; Porcel & Battaner 1995; Alard 2000; Drimmel & Spergel 2001) y/o corrugaciones locales del plano de la Galaxia (Spickel & Feitzinger 1986) han sido mucho menos estudiadas y por tanto son más controvertidas, aún cuando hay un aumento de evidencias a favor de un disco Galáctico que presenta distorsiones importantes en su estructura.

En este capítulo de la tesis, emplearemos dos métodos independientes de análisis de la estructura del disco externo. Por un lado, el método de las gigantes K descrito en el capítulo 5 y por otro el estudio de las cuentas estelares en la banda K para obtener estimaciones de algunos de los parámetros que definen la estructura externa del disco Galáctico, tales como

las escalas vertical y radial, el truncamiento externo y caracterización del *flare* y del *warp*.

6.1 Estructuras del disco externo

6.1.1 Radio de truncamiento del disco

La distribución estelar del disco, desde los trabajos originales de de Vaucouleurs (1948, 1958) y Freeman (1970) se reproduce con bastante exactitud con un decaimiento exponencial. Sin embargo, van der Kruit (1979) fue el primero en observar que los perfiles de brillo parecen caer bruscamente hacia las partes más externas de la galaxia, donde la densidad estelar decrece más rápidamente que una exponencial hasta alcanzar un radio de truncamiento o de corte, $R_{cut-off}$ (R_{co}), a partir del cual desaparece hasta donde se puede ver. Sus hipótesis fueron luego confirmadas por trabajos posteriores realizados tanto con filtros ópticos (van der Kruit & Searle 1981a,b, 1982; Bartelredress & Dettmar 1994; Pohlen et al. 2000a,b; de Grijs et al. 2001), como también en el rango infrarrojo (Florido et al. 2001).

Este fenómeno universal (la mayoría de las galaxias, si no todas ellas, presentan discos estelares truncados) es fundamentalmente de carácter observacional, y carece aún de una única interpretación física. Hay quienes, como van der Kruit (1987), suponen una posible conexión con el proceso de formación galáctica, de modo que el truncamiento aparecería como un remanente del colapso primigenio. En este escenario, los discos galácticos se desarrollan a partir del colapso de las proto-nubes, y una vez que la materia oscura se estabiliza en forma de una esfera isoterma, la primera generación de formación estelar constituye la componente central, mientras que el material restante permanece en forma de gas con disipación en un disco plano bajo la conservación de momento angular específico.

Otros, como Ferguson & Clark (2001), han propuesto un escenario representado por modelos de evolución de discos viscosos. Kennicutt (1989), estudiando datos en HI, CO e imágenes en $H\alpha$, ha sugerido que la formación estelar no tiene lugar cuando la densidad del gas no alcanza cierto valor crítico, el cual está asociado con inestabilidades gravitacionales a gran escala, y por tanto a partir del radio de truncamiento no existen estrellas, ya que no han podido formarse. Modelos antiguos de Larson (1976), Gunn (1982) y otros describen los truncamientos como resultado de una formación lenta en los discos. Los discos galácticos estarían aún formándose de modo que la materia integraláctica está siendo acretada produciendo que el radio del disco aumente en función del tiempo. De este modo, el radio de truncamiento es aquél en el que el tiempo de formación del disco Galáctico se iguala con la edad de la Galaxia. También, las interacciones de marea pueden ser consideradas una posible causa que produzca truncamientos en los discos (Noguchi & Ishibashi 1986).

Una posibilidad novedosa la propone Battaner et al. (2002), quienes plantean una conexión a gran escala con campos magnéticos galácticos como posible causa de la formación de los truncamientos en los discos. Su hipótesis se deriva del llamado modelo magnético de la curva de rotación (Nelson 1988; Battaner et al. 1992, 1999; Battaner & Florido 1995, 2000), según la cual los campos magnéticos son los responsables de la forma de la curva de rotación de la Galaxia, en contraposición con las teorías basadas en la existencia de halos de materia oscura. Con este argumento, cuando el gas se transforma en estrellas, la fuerza magnética desaparece súbitamente del sistema estelar, lo que hace que las estrellas localizadas en las regiones más externas presenten una velocidad mayor que la velocidad de

escape debido al potencial gravitatorio. Este escape es el que produce el truncamiento y tendrá lugar a partir de cierta distancia del centro de la Galaxia que corresponde con el R_{co} observado. Como el gas sigue existiendo a distancias aún mayores que R_{co} , también tendrá lugar cierta formación estelar, aunque estas estrellas recién formadas estarán en proceso de escape.

El valor del radio de truncamiento está correlacionado con el valor de la escala radial exponencial del disco, h . En el estudio de Kruit & Searle (1982) se obtiene un valor de $R_{co}/h = 4.2 \pm 0.5$, mientras que estimaciones más actuales sugieren una razón radio de truncamiento-escala radial algo menor: $R_{co}/h = 3.7 \pm 1$ (Barteldress & Dettmar 1994), $R_{co}/h = 3.6 \pm 0.8$ (Florido et al. 2001), o $R_{co}/h = 2.9 \pm 0.7$ (Pohlen et al. 2002), por citar algunos. Otras posibles correlaciones, como que el truncamiento tiene lugar a radios menores a medida que aumenta la longitud de onda (Florido et al. 2001; Battaner et al. 2002) o que la razón R_{co}/h disminuye con el valor absoluto de la escala h (Pohlen et al. 2000a) requieren aún de muestras mayores de galaxias y de análisis más profundos para ser concluyentes. La corriente más actual acerca de este tema aboga porque en lugar de un truncamiento abrupto, el comportamiento de los perfiles de brillo superficial en la zona de truncamiento está mejor representado por una doble exponencial, caracterizada por dos escalas radiales diferentes, h_{in} y h_{out} , separadas por un radio, R_{break} , (Byun 1998; de Grijs 2001; Pohlen et al. 2002), que sigue una relación $R_{break}/h_{in} = 3.9 \pm 0.7$ (Pohlen et al. 2002). Las predicciones del modelo magnético de Battaner et al. (2002) también reproducen muy bien estas razones, obteniendo valores para R_{co}/h en el rango 3.8-5.6.

La Vía Láctea también parece presentar este truncamiento, aunque su observación es mucho más complicada. Por citar algunos estudios, Robin et al. (1992) y Ruphy et al. (1996) determinaron la estructura radial del disco Galáctico mediante el uso del modelo de Besançon y cuentas estelares en el óptico e infrarrojo cercano, respectivamente, confirmando un truncamiento abrupto para la componente vieja del disco situado a 14 ± 0.5 kpc y 15 ± 2 kpc, respectivamente. Estos valores parecen mucho más realistas que el propuesto por Habing (1988), obtenido mediante el estudio de fuentes de IRAS, que asigna un truncamiento del disco a una distancia galactocéntrica de tan solo 9.5 kpc. Citando trabajos más recientes, Freudenreich (1998) ajustó un modelo de disco a los mapas de flujo de COBE/DIRBE y obtuvo un truncamiento en torno a 12.4 ± 0.1 kpc, los mismos datos con los que Porcel et al. (1997) dedujeron un radio de truncamiento menor que 15 kpc para la Galaxia. Estos resultados son todos dependientes de la distancia Sol-Centro Galáctico, que en promedio se puede considerar para todos ellos como 8.5 ± 1 kpc.

Sin embargo, pese al gran número de trabajos realizados acerca de este aspecto de la estructura externa de los discos de galaxias espirales, no falta tampoco quien afirma que el truncamiento observado es de carácter meramente observacional, y que carece de trasfondo físico alguno. Narayan & Jog (2003) realizando una revisión de los principales trabajos dedicados a este tema, concluyeron que no existen evidencias claras de la existencia de un truncamiento físico en las partes más externas de los discos de galaxias espirales, y que se encuentran varias evidencias observacionales en contra de éstos, en concordancia con las predicciones teóricas de Narayan & Jog (2004). Como explicación alternativa, plantean la posibilidad de que los truncamientos sean debidos bien por una mala sustracción de cielo en las imágenes empleadas en todos esos estudios o a variaciones intrínsecas de brillo propias de los discos. De ser cierto, la Vía Láctea, al carecer de estos problemas, no debería mostrar

evidencias claras de este truncamiento en su distribución estelar.

6.1.2 El *warp*

Los discos de las galaxias espirales muestran un tipo de distorsión geométrica denominada alabeo (y al que nos referiremos a partir de ahora por su nombre inglés, *warp*¹). Este término se utiliza para describir un gran número de diferentes distorsiones (por ejemplo, las que aparecen en forma de integral matemática denominadas *S-warp*, o las que presentan forma de copa, denominadas *U-sharp*), pero por lo general se emplea para definir el desplazamiento de la materia del disco del plano Galáctico promedio, el cual tiene lugar en azimuts galácticos opuestos hacia los diferentes hemisferios. Es decir, el disco externo se sitúa por encima del disco interno promedio a un lado de la galaxia, para situarse por debajo en el lado opuesto. Se trata, a su vez, de un fenómeno periférico, ya que los desplazamientos respecto del plano Galáctico se observan únicamente a grandes distancias galactocéntricas (Sánchez-Saavedra et al. 1990).

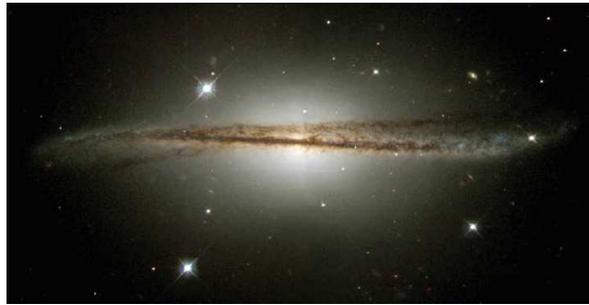


Figura 6.1: Ejemplo de una galaxia espiral con un prominente *warp*, se trata de una imagen de ESO-510-G13 tomada con la WFPC2 del Telescopio espacial Hubble. El copyright de la imagen es propiedad de la NASA y *The Hubble Heritage Team* (STScI/AURA).

Los *warps* son procesos muy comunes, ya que se ha encontrado que la mayoría de las galaxias espirales de las que se conoce información relevante de su estructura presentan un *warp* en su disco. Sánchez-Saavedra et al. (1990, 2003), y Reshetnikov & Combes (1998, 1999), obtuvieron que casi la mitad de las galaxias espirales de sus muestras mostraban *warps*, y que muchas de las restantes debían de presentarlo también ya éstos son difíciles de detectar en galaxias con inclinación baja (los efectos de proyección enmascaran una buena fracción de los *warps*, aquellos con la línea de nodos perpendicular a la línea de visión, de modo que la fracción de *warps* observada debería multiplicarse por un factor 1.7 de acuerdo con los resultados de Sánchez-Saavedra et al. 1990). Para redshifts mayores, los porcentajes son aún más altos (Reshetnikov et al. 2002).

El grado de asimetría del *warp*, α_s , definido como la razón entre las amplitudes del mismo en ambas direcciones, (ec. (6.1); Figura 6.2), es independiente del tipo morfológico de la galaxia (Reshetnikov & Combes 1998; Sánchez-Saavedra et al. 2003), ni tampoco presenta correlación alguna con el tamaño/masa de la galaxia (Castro-Rodríguez et al. 2002).

¹Para una completa descripción de este tipo de estructuras, hay que hacer mención al exhaustivo trabajo de revisión de Binney (1992).

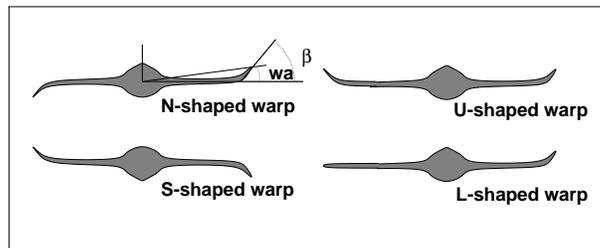


Figura 6.2: Esquema de la medida del grado de asimetría del *warp* a partir de los ángulos wa y β en las galaxias (Sánchez-Saavedra et al 1990, Figura 1).

$$\alpha_s = \frac{|wa(E) - wa(W)|}{wa(E) + wa(W)} \quad (6.1)$$

Mientras que la mayoría de los *warps* se han detectado mediante las medidas de HI, una vez alcanzado el final del disco óptico (por ejemplo, Sancisi 1976; Bosma 1981; Briggs 1990; Bottema 1995; y otros), los *warps* también son observados en el óptico, como muestran los trabajos de van der Kruit (1979), Hamabe et al. (1981), Innanen et al. (1982), Sasaki (1987), por citar alguno de los trabajos pioneros en el tema.

La existencia de los *warps* plantea muchos interrogantes desde el punto de vista dinámico, ya que los mismos deben ser disipados rápidamente por la precesión diferencial, terminando como discos corrugados. Existen diferentes teorías para explicar el origen de los *warps*. Por citar algunas de las principales, remitimos al trabajo de Castro-Rodríguez et al. (2002), donde podemos encontrar un resumen en el que se recogen las siguientes teorías:

- Interacción gravitacional en una galaxia debida a la presencia de una galaxia satélite (Avner & King 1967; Schwartz 1985; Sato & Sawa 1986; Ibata & Razoumov 1998; y otros). Aunque esta explicación constituye la evidencia más clara para justificar los *warps* observados en galaxias externas como son, por ejemplo, UGC 3697 (Burbidge et al. 1967), o NGC 4656 (Weliachew et al. 1978), esto no parece ser suficiente para generar la amplitud observada en el *warp* de nuestra Galaxia (Hunter & Toomre 1969). Weinberg (1998) postuló un posible mecanismo de amplificación de los efectos de marea causados por una galaxia satélite mediante la existencia de un halo masivo intermedio que rodea el disco de la galaxia, pero sin embargo, García-Ruiz et al. (2002) encontró que ni la orientación ni la amplitud del *warp* de la Vía Láctea son compatibles con una generación debida a este mecanismo si las Nubes de Magallanes son las satélites responsables del *warp*, además, la amplificación lograda con este mecanismo no es tan alto (García-Ruiz 2001, capítulo 2). Sin embargo, Bailin (2003) calculó los momentos angulares del *warp* de la Vía Láctea y de la galaxia de Sagitario, encontrando que sus magnitudes y orientaciones son compatibles con la posibilidad de que el *warp* de la Galaxia haya sido inducido por interacción con esta galaxia satélite. Todo esto no implica que este mecanismo no pueda ser efectivo en otras galaxias externas, diferentes de la Vía Láctea.
- El campo magnético intergaláctico ha sido también propuesto como posible causa de los *warps*, de forma que éste afecta directamente al gas presente en el disco de

la galaxia y produce así los *warps* en él (Florido 1989; Battaner et al. 1990, 1991; Battaner & Jiménez-Vicente 1998). Las asimetrías presentes en la población vieja pueden de esta forma aparecer como resultado de las interacciones entre los discos gaseoso y estelar, lo que conduce a interesantes predicciones como el alineamiento de los *warps* de diferentes galaxias (Battaner et al. 1991; Zurita & Battaner 1997), y las diferencias entre los *warps* del gas y de las estrellas, ya que si el *warp* es de origen magnético, afectará al gas pero no a las estrellas (aún cuando éstas han nacido del gas), produciendo un comportamiento diferente entre el *warp* del gas y el de las estrellas, que especialmente para la población vieja deberá ser mucho más pequeño que el del gas. Otra posible explicación para los *warps*, también de origen externo, sería la interacción con el gas intergaláctico (Kahn & Woltjer 1959; Steiman-Cameron & Durisen 1984; y otros).

- Algunos autores consideran los *warps* como resultado de la interacción gravitacional del halo con el disco (Binney 1978; Sparke & Casertano 1988; y otros). En este escenario, la caída de material es la responsable de la reorientación del halo, que es la que produce el *warp* en el disco (Ostriker & Binney 1989; Djorgovski & Sosin 1989; Jiang & Binney 1999). Sin embargo, estos modelos requieren de un halo mucho más masivo que el disco, y un ritmo de acreción extremadamente alto (Jiang & Binney 1999). La aparente ausencia de correlación entre la amplitud del *warp* y la relación masa-luminosidad de las galaxias (Castro-Rodríguez et al. 2002) supone un punto importante en contra del halo como posible causa de los *warps*, ya que entonces esperaríamos observar mayores amplitudes para mayores relaciones masa-luminosidad. No obstante, hay diferencias significativas en considerar halos oblatos o halos prolatos, ya que éstos últimos sí son capaces de generar y mantener *warps*, cosa de lo que son incapaces los primeros, según las simulaciones de N cuerpos de Ideta et al. (2000), aunque se requiere de más trabajo en esta dirección para obtener resultados definitivos.
- Más recientemente, la acreción de medio intergaláctico directamente sobre el disco se ha planteado como una nueva alternativa para justificar la existencia de los *warp* (Revaz & Pfenninger 2001; López-Corredoira, Betancort-Rijo & Beckman 2002). Esta hipótesis requiere la existencia de un medio intergaláctico no necesariamente homogéneo con una densidad baja. Sin embargo, aunque la idea es compatible con las observaciones, aún no se han encontrado pruebas que apoyen la existencia de este medio intergaláctico.

De todas estas explicaciones, la ausencia de correlación observada entre la asimetría del *warp* y tanto la masa total como el radio de la galaxia (Castro-Rodríguez et al. 2002) supone que cualquiera que sea la causa, ésta debe ser de índole externa (interacción con satélites, acreción, campos magnéticos intergalácticos) y será independiente del tamaño de la galaxia. Ninguna prueba concluyente permite aún discernir claramente entre las distintas hipótesis consideradas, e incluso también hay que considerar la posibilidad de que diferentes mecanismos estén presentes en la formación del *warp* al mismo tiempo.

En el caso de la Vía Láctea, el *warp*, como las demás estructuras del disco son más complicadas de analizar (ver el trabajo de Burton (1988) en el que se realiza una extensa

recopilación del *warp* y de la morfología del gas en las regiones más externas de la Galaxia). Principalmente estos análisis se ha llevado a cabo mediante observaciones en HI (Burke 1957; Oort et al. 1958; Burton 1988, 1992), pero también se ha detectado el *warp* en la distribución de estrellas jóvenes (Miyamoto et al. 1989; Porcel & Battaner 1995; Reed 1996; Drimmel et al. 2000; y otros). Sin embargo, no existe la misma cantidad de estudios concentrados en la población vieja de gigantes del disco de la Galaxia (Freudenreich et al. 1994; Porcel et al. 1997) y éstos se remiten además a los mapas de flujo de COBE/DIRBE, los cuales proporcionan menos información acerca de la distribución espacial de fuentes que la que podemos extraer de las cuentas estelares.

Por lo general, el disco de HI de la Galaxia puede aproximarse por un *warp* asimétrico: el disco se curva hacia arriba en el Hemisferio Norte hasta una distancia $z > 1$ kpc en las coordenadas $(R, l) = (16 \text{ kpc}, 90^\circ)$, y hacia abajo en el Hemisferio Sur hasta $z \sim -1$ kpc en $(R, l) = (15 \text{ kpc}, 270^\circ)$. El *warp* del Hemisferio Sur vuelve hacia el plano definido por $b = 0^\circ$ alcanzándolo a una distancia $R = 20$ kpc (Binney 1992). La línea de nodos del *warp* se encuentra entorno a 10° de la línea Sol-Centro Galáctico²(Reed 1996). La determinación del comportamiento del *warp* estelar, en cuanto a su similitud o no con el del gas tendrá implicaciones directas acerca de las diferentes teorías que se plantean para su origen, enumeradas anteriormente. Este punto presenta también resultados totalmente opuestos, ya que hay quien encuentra un *warp* estelar que sigue el del disco de HI (Reed 1996) y quienes abogan por un *warp* estelar de menor amplitud que el del gas (Djorgovski & Sosin 1989; Freudenreich et al. 1994; Porcel et al. 1997).

Descripción matemática del *warp*

La descripción geométrica del *warp* consiste básicamente en representar la altura sobre el plano, z , como una función de su azimut y de la distancia galactocéntrica. Siguiendo la descripción de Porcel et al. (1997, sección 2), consideraremos coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , donde r representa la distancia al Centro Galáctico medida sobre el plano medio Galáctico, θ es el azimut Galáctico medido desde $l = 0^\circ$ en el sentido opuesto a las agujas del reloj, y z es la altura sobre el plano medio $b = 0^\circ$.

Suponiendo que las estrellas y el gas corrotan siguiendo el modelo de Rogstad et al. (1974) en trayectorias circulares que se hallan ligeramente inclinadas sobre el plano medio Galáctico en una dirección dada (θ_{max}). Este modelo considera que el disco se compone de un número fijo de anillos circulares concéntricos, cada uno de ellos con un radio r_i y con un ángulo diferente, ψ_i , con respecto a los anillos centrales que definen el plano central y que no presentan *warp* (ver Figura 6.3).

Considerando una órbita dada con un radio r_i , que forma un ángulo ψ_i con el plano medio, la elevación z_{warp} de un punto arbitrario P puede describirse del modo siguiente: P' será su proyección sobre el plano de máximo *warp* (perpendicular al plano Galáctico, y en la dirección definida por θ_{max}), de forma que P y P' tendrán igual elevación z_{warp} . El punto P se determina por su azimut ϕ (medido a partir del plano de máximo *warp*) y por sus coordenadas galactocéntricas (r, θ, z) . Observando la Figura 6.3 tenemos:

²Por citar algunos ejemplos, Burton (1988) obtiene un ángulo de azimut de 80° , mientras que Diplas & Savage (1991) consieran ángulos de azimut de entre 90° y 110° .

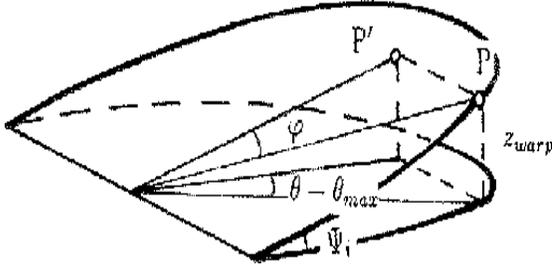


Figura 6.3: Esquema de la parametrización del *warp*, mediante la sucesión de anillos de radio r_i , elevados con un ángulo de inclinación ψ_i sobre el plano medio Galáctico (Porcel et al. 1997, Figura 1).

$$\frac{r_i \cos \phi}{r_i} = \frac{z_{warp}}{z_c} \quad (6.2)$$

donde z_c es la máxima elevación de la órbita: $z_{warp} = z_c \cos \phi$. Como el ángulo ψ_i es muy pequeño, el azimut sobre la órbita del punto P se puede considerar igual al azimut Galáctico medido a partir de la dirección del máximo *warp*, $\phi \approx (\theta - \theta_{max})$, sobre el plano medio de la Galaxia. Entonces la ec. (6.2) se puede escribir como:

$$z_{warp} = z_c \cos (\theta - \theta_{max}) \quad (6.3)$$

La amplitud del *warp* se suele representar como función lineal de la distancia galactocéntrica, como en el trabajo de Gyuk et al. (1999):

$$z_c = \gamma_{warp}(R - R_{\odot}) \quad (6.4)$$

que a diferencia del *warp* gaseoso, que vuelve hacia el plano a distancias $R \geq 15$ kpc (Burton 1988), éste se considera que crece linealmente de forma indefinida. El valor usado por Gyuk et al. (1999) para la amplitud del *warp*, $\gamma_{warp}=0.214$, será similar al considerado en el modelo de Besançon ($\gamma_{warp}=0.18$; Robin et al. 2003), ya que el modelo de Besançon considera que el *warp* comienza a una distancia R_{warp} , mientras que en el trabajo de Gyuk et al. (1999) se pone el origen del *warp* en R_{\odot} . Sin embargo, el valor obtenido con el modelo de Besançon, $R_{warp}=8.4$ kpc, es muy similar al asumido en Gyuk et al. (1999) para $R_{\odot}=8$ kpc, lo que justifica las pequeñas diferencias en las amplitudes correspondientes.

6.1.3 El flare

El *flare* en el disco de una galaxia refiere al hecho de que la escala vertical h_z varía con la distancia galactocéntrica, R , de forma que las estrellas se distribuyen a mayores alturas a medida que nos acercamos a los bordes del disco. Históricamente, la constancia de la escala vertical de las estrellas constituyó prácticamente un axioma desde los trabajos originales de van der Kruit & Searle (1981a,b, 1982), en los que analizando una muestra de galaxias espirales encontraron que el valor de h_z era, en primera aproximación, independiente de la posición a lo largo del eje mayor de la galaxia. Este resultado fue confirmado más tarde por otros autores, como por ejemplo Kylafis & Bahcall (1987), Barnaby & Thronson, Jr. (1992), Fry et al. (1999) y muchos otros.

Dado que la escala vertical está relacionada directamente con la dispersión de velocidades en discos isotermos (Bahcall & Casertano 1984), el hecho de que la escala vertical sea constante es el resultado de que la escala radial con la cual la dispersión de velocidades

cae exponencialmente a lo largo del disco, h_v , es dos veces la escala radial del disco, h_R (van der Kruit & Searle 1981a). Desde el punto de vista teórico del fenómeno, los propios van der Kruit & Searle (1982) sugirieron que la escala vertical debe ser constante durante la evolución del disco galáctico si se dan una de estas dos posibilidades (de Grijs & Peletier 1997):

- 1.- El disco está siendo calentado continuamente, como por ejemplo, aceleraciones aleatorias de las estrellas del propio disco por acción de nubes moleculares gigantes o por la estructura espiral (Spitzer & Schwarzschild 1951).
- 2.- En cualquier instante la tasa de formación estelar es proporcional a la densidad superficial de las nubes moleculares gigantes.

Esto supone que tanto la dispersión de velocidad vertical como la densidad superficial de la materia luminosa están determinadas por la distribución radial de las nubes moleculares gigantes. Como ambas poseen una distribución radial similar, su razón no debe presentar dependencia radial, y la escala en altura tampoco, ya que es proporcional a esta razón (van der Kruit & Searle 1981a,b; van der Kruit 1988).

Sin embargo, trabajos más actuales han mostrado que el valor de la escala en altura en galaxias externas sí que varía con la distancia galactocéntrica (de Grijs & Peletier 1997; Narayan & Jog 2002a,b). De hecho, la propia concepción teórica planteada por van der Kruit & Searle (1981a) también supone que si la dispersión de velocidad vertical cae más rápidamente que la distribución radial ($h_v > 2h_R$) entonces resulta un disco que aumenta su escala vertical con R , mientras que si ocurre al contrario, la dispersión de velocidad cae más lentamente que la distribución radial ($h_v < 2h_R$), tendríamos un disco que se achata a medida que nos acercamos a sus bordes. Narayan & Jog (2002a) plantean un modelo para la distribución de la escala vertical en el disco de la Galaxia como resultado del acoplamiento gravitatorio de tres componentes: gas molecular, gas atómico, y estrellas (y teniendo en cuenta también el efecto del halo de materia oscura), obteniendo que la distribución vertical predicha, tanto del gas atómico como del molecular, es coincidente con gran precisión con la observada. En cuanto a las estrellas, obtienen que, efectivamente, la escala vertical aumenta ligeramente a partir de 5 kpc, reproduciendo lo observado por Kent et al. (1991). Esta ligera variación radial también ha sido obtenida en galaxias externas (Narayan & Jog 2002b), lo que si lo unimos al trabajo de de Grijs & Peletier (1997) parece apuntar claramente a que la variación de h_z con R es un hecho común a todas las galaxias.

En el caso de la Vía Láctea, Kent et al. (1991) encontró un ligero aumento lineal de la escala vertical con una pendiente de 20 pc kpc^{-1} a partir de una distancia de $R \approx 5 \text{ kpc}$, consiguiendo mejorar el ajuste de sus modelos respecto a aquellos que consideran una escala vertical fija, un valor que es prácticamente coincidente con el obtenido por Drimmel & Spergel (2001) a través del ajuste a los mapas de flujo de COBE/DIRBE. Mediante análisis de cuentas estelares, la variación lineal de la escala vertical se introduce como un parámetro k_{flare} , que hace que aumente la escala vertical de modo que:

$$\begin{aligned}
 h_z(R) &= k_{flare} \times h_z(R_\odot) \\
 k_{flare} &= 1 + \gamma_{flare}(R - R_\odot)
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

Estas expresiones se introducen en los modelos ajustados a las cuentas, obteniéndose ligeros aumentos de la escala vertical con R . Por citar algunos ejemplos Gyuk et al. (1999) obtuvieron un valor $\gamma_{flare}=0.53 \text{ kpc}^{-1}$, mientras que Alard (2000), obtuvo $\gamma_{flare}=0.32 \text{ kpc}^{-1}$, ajustando cuentas de 2MASS como las empleadas durante el desarrollo de esta tesis.

6.2 Modelo de disco exponencial

Para representar la distribución estelar del disco de la Vía Láctea, la expresión más generalizada ha sido siempre la de una doble exponencial (Bahcall & Soneira 1980). Consideraremos entonces que la distribución estelar en esta componente sigue una ley de la forma:

$$\rho(R, z) = \rho_{\odot} e^{-\frac{R-R_{\odot}}{h_R}} e^{-\frac{|z|}{h_z(R)}} \frac{h_z(R_{\odot})}{h_z(R)} \quad (6.6)$$

$$h_z(R) = h_z(R_{\odot}) e^{\frac{R-R_{\odot}}{h_{R,flare}}} \quad (6.7)$$

donde ρ_{\odot} representa la densidad espacial en el plano para la vecindad solar, h_R es la escala radial del disco, $h_z(R)$ la escala vertical, y $h_{R,flare}$ la escala radial del *flare*.

Con este modelo simple, se considera una densidad que cae exponencialmente tanto con la distancia galactocéntrica, R (con una escala radial h_R), como con la altura z (preferimos emplear una escala vertical exponencial, en lugar de una ley de *sech*², dado que una ley de este tipo no proporciona un buen ajuste para cuentas cerca del plano (Hammersley et al. 1999). El efecto del *flare* es aumentar la escala vertical de las fuentes para la parte más externa de la Galaxia, de modo que la escala vertical $h_z(R)$ es dependiente de R . Como la columna de densidad debe ser constante, entonces el único efecto que el *flare* tendrá en la densidad es distribuir las fuentes a mayores distancias sobre el plano. Para introducir esto en el modelo, se considera que la escala vertical aumenta exponencialmente con la distancia galactocéntrica, y por tanto incluimos un factor de normalización ($\frac{h_z(R_{\odot})}{h_z(R)}$) en la densidad. La inclusión del *flare* en el modelo no es algo novedoso, pero sí lo es el hecho de considerar éste de forma exponencial, y no de una forma lineal como es habitual (Gyuk et al. 1999; Alard 2000; Robin et al. 2003). Con esta ley exponencial para el *flare*, podemos expresar la densidad, ec.(6.6), de esta otra forma:

$$\rho(R, z) = \rho_{\odot} e^{-\frac{R-R_{\odot}}{H}} e^{-\frac{|z|}{h_z(R)}} \quad (6.8)$$

donde

$$H = (h_R^{-1} + h_{R,flare}^{-1})^{-1} \quad (6.9)$$

es decir, H representa una escala radial equivalente, combinación de la escala radial intrínseca del disco, h_R , y la escala radial del *flare*, $h_{R,flare}$. De este modo, la escala radial equivalente hace las veces de factor de normalización en la densidad. Como el *flare* aumenta con R redistribuyendo las estrellas de forma que mueve proporcionalmente más estrellas fuera del plano al aumentar la distancia galactocéntrica, el efecto neto de esta ley será que en el plano la densidad de estrellas cae más rápidamente con la distancia galactocéntrica que lo que predice la escala radial horizontal del disco. De este modo, h_R pasa a representar la escala radial de la densidad superficial, mientras que H representa la

escala radial de la densidad espacial en el plano. En la Figura 6.4 se han representado unas densidades tipo para el plano de la Galaxia, usando el modelo (6.6) y un modelo de disco exponencial sin *flare*. Se han usado valores para las escalas de $h_R=3$ kpc, $h_z(R_\odot)=250$ pc y $h_{R,flare}=4$ kpc, todos ellos del orden a los considerados habitualmente en la literatura para el disco, y las densidades han sido normalizadas en R_\odot . Como se ve, una ley exponencial con *flare* produce una caída en la densidad mucho más rápida que sin él, dando mayores valores centrales para una misma ρ_\odot .

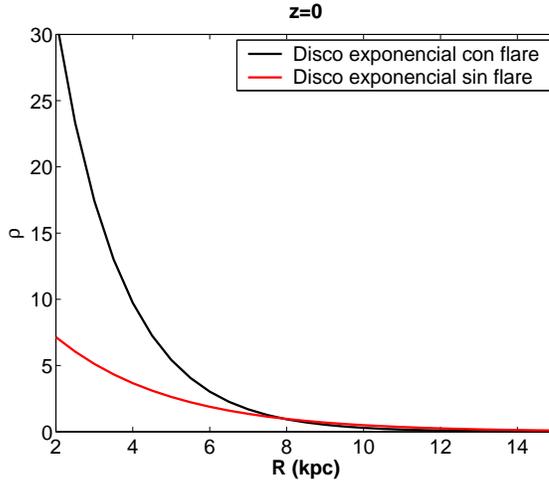


Figura 6.4: Representación del comportamiento de dos modelos de disco diferentes, uno con una escala vertical variable por el efecto del *flare*, y otro con escala vertical fija. Se observa como el *flare*, aún en el plano, afecta a la forma de la densidad haciendo que ésta decaiga más rápidamente de lo que lo hace en el caso de una exponencial simple.

En el caso en el que el disco externo estuviera truncado, habría que tener en cuenta otro parámetro, el radio de truncamiento (*cut-off*), R_{co} , a partir del cual la densidad cae de modo abrupto hacia cero. Sin embargo, como se verá en §6.3.2, esto no será necesario para conseguir ajustar las distribuciones de densidad observadas.

6.3 Usando DCM para obtener los parámetros del disco

En el capítulo 5 se demostró cómo los DCM permiten obtener información acerca de las componentes estructurales presentes a lo largo de una línea de visión concreta. Para campos ubicados en la dirección del anticentro galáctico ($150^\circ < l < 210^\circ$) la contribución de otras componentes galácticas es prácticamente nula, por lo que los DCM reflejarán directamente las características de disco galáctico externo. La densidad estelar derivada para estos campos se corresponde con la densidad estelar del disco, y como tal puede ser determinada a través de la extracción de las gigantes K2III.

Con datos correspondientes al 2IDR de 2MASS, se ha obtenido la densidad estelar del disco para distintas líneas de visión en la dirección del anticentro galáctico. Empleamos datos de 2MASS ya que el área cubierta en cada campo es mayor que la que proporciona TCS-CAIN, y por consiguiente, el número de estrellas detectadas es mayor, lo que facilita el ajuste en la rama de gigantes minimizando al mismo tiempo el error poissoniano en las cuentas. Los campos elegidos tienen una extensión de 5° en longitud y 1° en latitud, aunque el área final depende de los datos 2MASS accesibles en cada región particular. La densidad estelar cambia mucho más rápidamente con la latitud que con la longitud galáctica por lo que es importante no considerar un rango amplio de latitudes en cada región. Se han elegido

regiones con latitudes positivas ya que se ven menos afectadas por efectos de extinción irregular (Drimmel & Spergel 2001), la cual provoca una dispersión importante en la traza de las gigantes, ocasionando una pérdida de estrellas en la extracción de las gigantes y falseando así las densidades extraídas. Hemos limitado el rango de longitudes galácticas, considerando sólo regiones entre $150^\circ < l < 225^\circ$ para tratar de eliminar los efectos provocados por el *warp* del disco, que produce importantes asimetrías en la distribución estelar (el análisis completo del *warp* se llevará a cabo en §6.4.2). Del mismo modo, despreciamos las líneas de visión entre $45^\circ < l < 90^\circ$ ya que implican un rango muy corto de distancias galactocéntricas antes de llegar a alcanzar el disco externo, lo que aumenta el error en la determinación de la escala radial. Los campos seleccionados definitivamente se enumeran en la Tabla 6.1, indicando su área, el número de estrellas en cada campo hasta $m_K=14.5$, y el número de estrellas del *red clump* hasta la magnitud límite considerada (en este caso, $m_K=13$) que han sido extraídas a través del metodo de las gigantes K descrito en el capítulo 5.

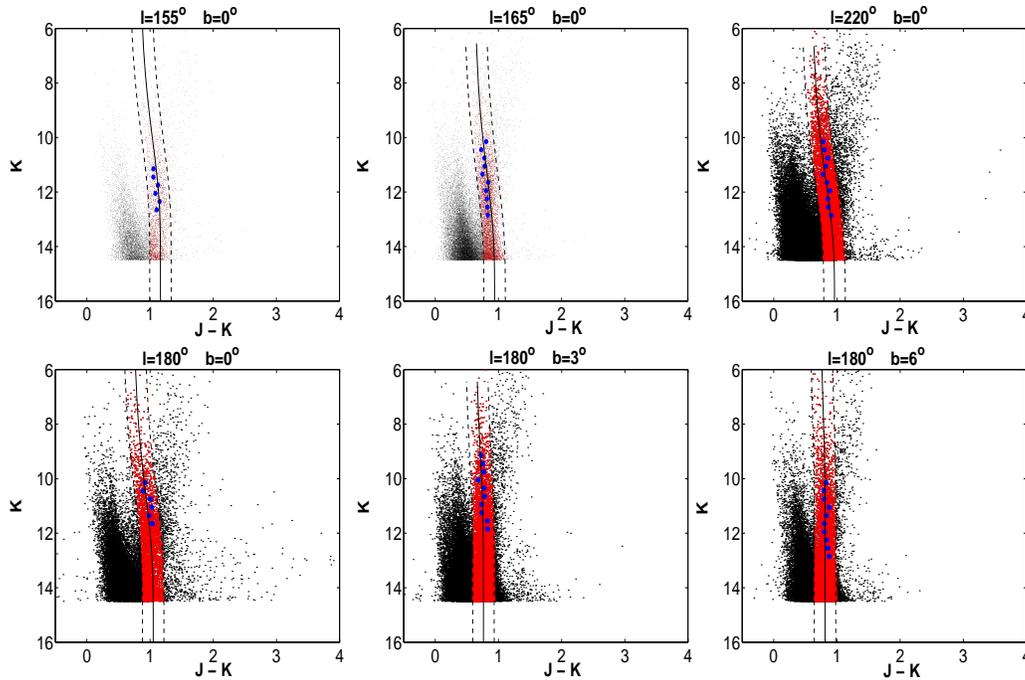


Figura 6.5: DCM para distintas líneas de visión consideradas. La línea continua marca la traza asignada a la población de las gigantes K, mientras que las líneas discontinuas marcan el rango considerado para la extracción de las gigantes del *red clump*.

El ajuste se realiza siguiendo la secuencia siguiente: primero se usan los datos correspondientes al plano galáctico ($b=0^\circ$), con lo que se obtiene el valor de H a través de la ec. (6.11) puesto que no hay dependencia con la altura. Este valor es utilizado entonces para, con las regiones situadas fuera del plano galáctico, derivar los valores de la escala vertical, $h_z(R)$, y escala radial del *flare*, $h_{R,flare}$. De este modo, el modelo incluye, en primera instancia, sólo tres parámetros libres: h_R , $h_z(R_\odot)$ y $h_{R,flare}$, que se obtendrán mediante una minimización de χ^2 .

Para un conjunto dado de parámetros, la densidad espacial en el plano en la vecindad

Tabla 6.1: Regiones elegidas para la extracción de las estrellas del *red clump*

l (°)	b (°)	area (grados ²)	$N (m_k < 14.5)$	$N_{\text{red clump}}(m_K < 13)$
180	0	3.84	68492	2588
180	3	5	98473	4881
180	6	5	64366	3777
180	9	5	49614	7161
180	12	5	39017	5191
220	0	5	111788	5100
220	3	3.88	69659	3756
220	6	5	75411	4024
220	9	4.99	54672	6555
220	12	3.55	30867	3992
155	0	2.07	24189	1225
165	0	4.22	71731	3765

solar puede determinarse mediante la siguiente fórmula:

$$\rho_{\odot} = \frac{\sum_i \frac{d_i t_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{t_i^2}{\sigma_i^2}} \quad (6.10)$$

donde d_i es la densidad medida en cada región, σ_i es el error (suponemos que poissoniano) en las cuentas, y t_i es la predicción del modelo para esa región con $\rho_{\odot}=1$. Así, para cada conjunto de parámetros, se calcula ρ_{\odot} mediante la ec. (6.10) y entonces se obtiene el χ^2 para ese ajuste particular. Una vez obtenido el χ^2 para el total del espacio de parámetros, seleccionamos áquel conjunto de parámetros que suponen el menor χ^2 . El error de los ajustes provendrá de el error en las cuentas, y del error resultante del propio cálculo.

Para el plano, la ec. (6.8) puede simplificarse aún más, ya que $|z|/h_z(R) \simeq 0$ a lo largo de todas las líneas de visión (al considerar campos con latitudes entre -0.5° y 0.5° este término no es estrictamente nulo, pero prácticamente se puede considerar como tal):

$$\rho(R, z = 0) = \rho_{\odot} e^{-\frac{R-R_{\odot}}{H}} \quad (6.11)$$

Lo que equivale a una simple exponencial, dependiente de un único parámetro, H . De este modo, se ajusta un disco exponencial a los datos correspondientes a las densidades extraídas para el plano en las longitudes $l=155^\circ$, 165° , 180° y 220° . El valor de H que supone el menor chi-cuadrado del ajuste, considerando que los errores para cada punto son poissonianos, es:

$$H = 2.10_{-0.17}^{+0.22} \text{ kpc} \quad (6.12)$$

Este valor permite que a través de la las ecs. (6.10) y (6.11) podamos determinar el valor de la densidad de estrellas del *red clump* en la vecindad solar, $\rho_{\odot, K2III} = 1.31 \times 10^{-5}$ estrellas pc^{-3} . En la Figura 6.6 se representa el modelo de disco con el valor de H ajustado, así como las densidades extraídas para las gigantes K a través de los DCM. Las pequeñas diferencias en la densidad para distintas líneas de visión deben de ser debidas a efectos de extinción irregular, que hace que las gigantes K se dispersen en el diagrama respecto a la

traza central, o también por efectos de contaminación en las cuentas. Aún así se observa que las predicciones del modelo reproducen muy bien las densidades observadas.

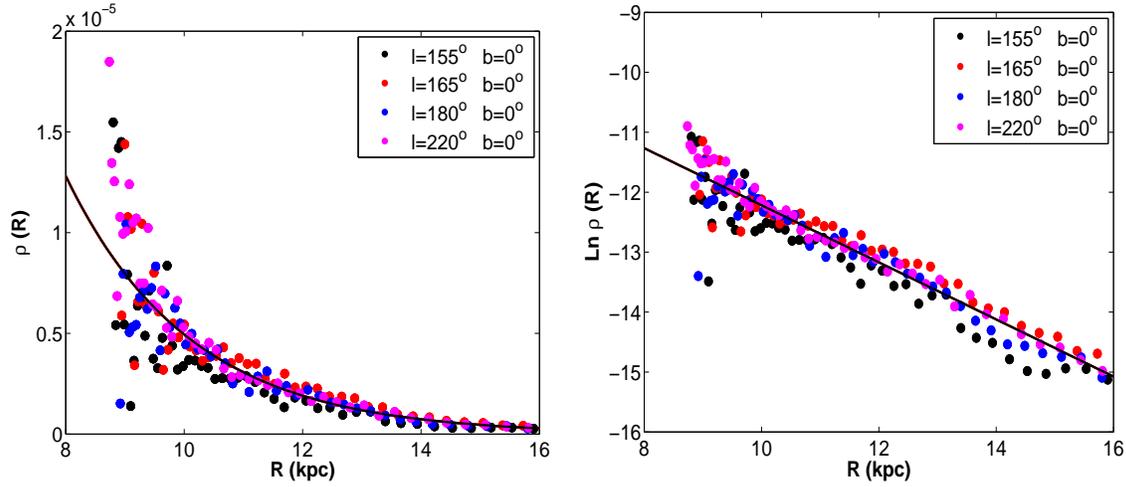


Figura 6.6: Ajuste de la densidad de estrellas del *red clump* en el plano, para las cuatro líneas de visión empleadas, tanto en escala lineal (*izqda.*) como en escala logarítmica (*dcha.*).

Los errores asignados al valor de H se obtienen al considerar un rango $\pm 1\sigma$ (es decir un 68.3% de confianza en el valor ajustado) de la distribución del χ^2 . El hecho de que ésta no sea simétrica entorno al valor mínimo explica el porqué de obtener una barra de error asimétrica (Figura 6.7).

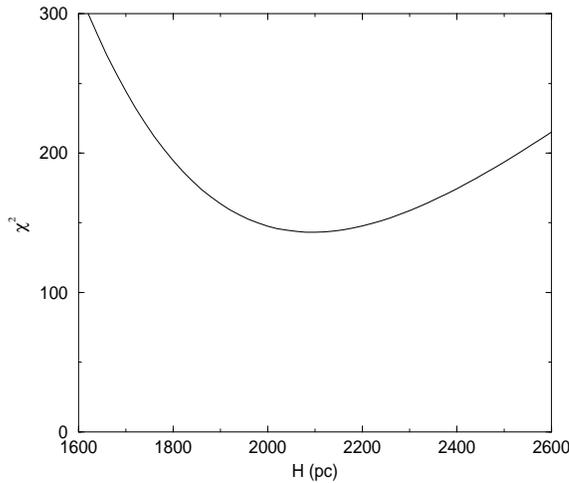


Figura 6.7: Variación del χ^2 frente a H en el ajuste de la densidad de estrellas del *red clump* en el plano, según el modelo dado por la ec. (6.11).

Usando el valor de H calculado con las regiones fuera de plano, podemos ahora obtener los valores para la escala vertical y radial del *flare* empleando los datos correspondientes a líneas de visión fuera de plano, para $l=180^\circ$ y $l=220^\circ$ (Figura 6.3.2). Como antes, el ajuste se realiza minimizando el χ^2 , siendo ahora $h_z(R_\odot)$ y $h_{R,flare}$ los parámetros libres. El mejor ajuste del modelo (6.6) se obtiene ahora para:

$$h_z(R_\odot) = 310_{-45}^{+60} \text{ pc}$$

$$h_{R,flare} = 3.4 \pm 0.4 \text{ kpc} \quad (6.13)$$

La gráfica izquierda de la Figura 6.9 muestra las comparaciones entre el modelo con los datos obtenidos a diferentes alturas z sobre el plano, ya que como se conoce la distancia heliocéntrica r para cada estrella, la distancia sobre el plano puede medirse fácilmente. Las gráficas muestran como a medida que aumenta la distancia galactocéntrica ($R = 10, 12, 14$ kpc), se observa un ligero descenso en la densidad con z , descenso que es más acusado (se observa una mayor pendiente en la gráfica de la izquierda) a medida que aumenta el valor de R . Esto se traduce en un aumento de la escala vertical a medida que nos movemos hacia el exterior de la Galaxia, y por tanto aumenta la distancia galactocéntrica (concretamente se obtiene $h_z = 580, 1055, 1905$ pc para $R = 10, 12, 14$ kpc, respectivamente). Este efecto sólo puede reproducirse por un *flare*.

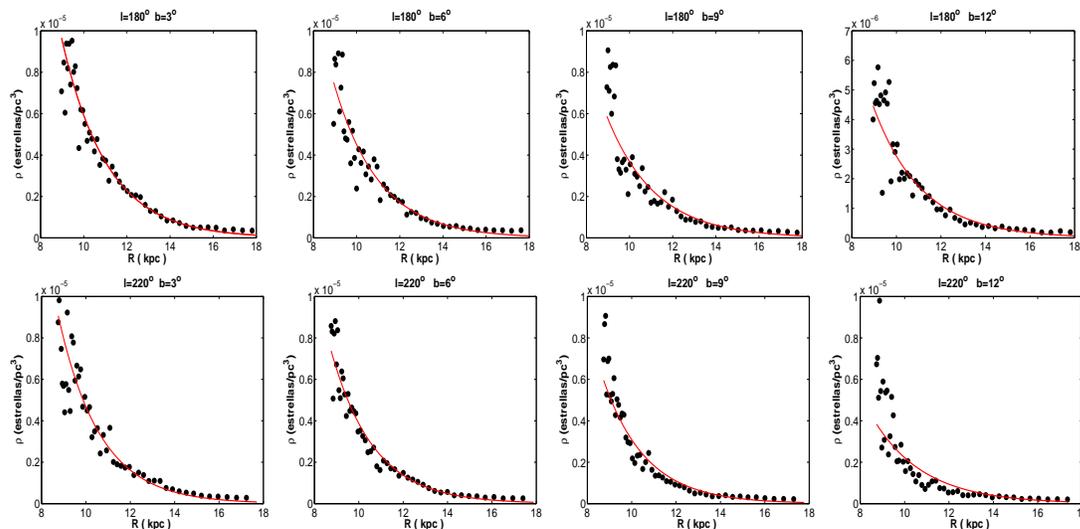


Figura 6.8: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir de los datos y las predicciones del modelo (6.8) con $H = 2.1$ kpc, $h_z(R_\odot)=310$ pc, y $h_{R,flare} = 3.4$ kpc para las distintas latitudes fuera de plano en $l = 180^\circ$ y $l = 220^\circ$.

6.3.1 Influencia del disco grueso

El resultado obtenido no puede ser explicado en términos de la combinación de un disco grueso y un disco fino, ambos con escalas radiales y verticales constantes, dado que esto se traduciría en que la escala vertical sería independiente de R . Por ejemplo, considerando un disco grueso con una densidad en el plano de un 5.9% de la del disco fino, una escala vertical de 910 pc (Buser et al. 1999), y suponiendo que no hay diferencias significativas en las abundancias de la población correspondiente al *red clump*, entonces el disco grueso conformaría la población dominante para $z > 1300$ pc, mientras que para $z < 500$ pc sería el disco fino el que dominase las cuentas. Si observamos la Figura 6.9 vemos cómo se obtienen distintas pendientes para diferentes R con $z < 500$ pc, por lo que incluso una combinación

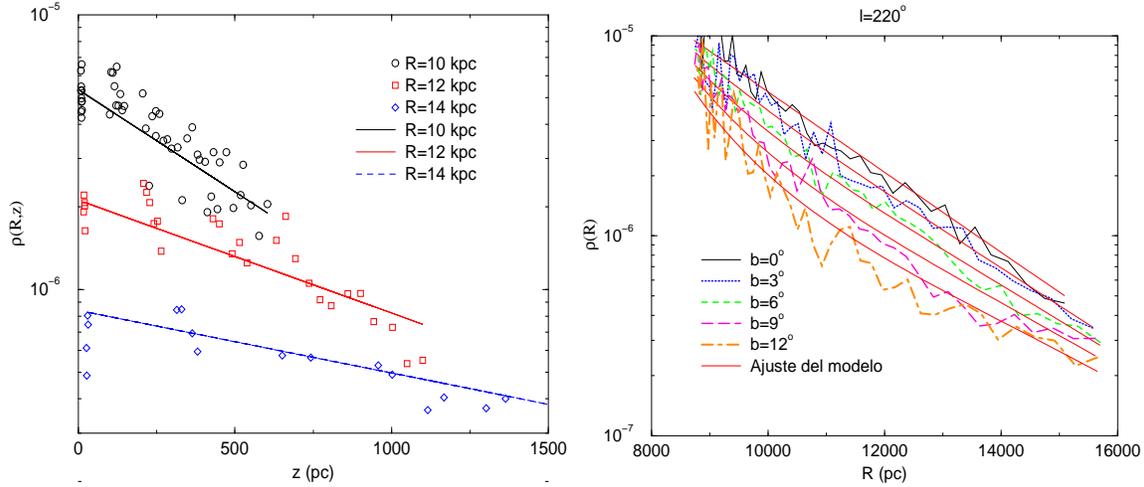


Figura 6.9: *Izqda.* Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir de los datos y las predicciones del modelo (6.8) con $H = 2.1$ kpc, $h_z(R_\odot)=310$ pc, y $h_{R,flare} = 3.4$ kpc. Se observa que los datos muestran un ligero descenso de la densidad para valores grandes de R , hecho que puede ser justificado mediante la inclusión de un *flare* que produzca un aumento de la escala vertical con R : $h_z = 580, 1055, 1905$ para $R = 10, 12, 14$ kpc, respectivamente. *Dcha.* Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir de los datos y las predicciones del modelo (6.8) con $H = 2.1$ kpc, $h_z(R_\odot)=310$ pc, y $h_{R,flare} = 3.4$ kpc, para $l=220^\circ$ y las distintas latitudes señaladas en la gráfica.

de disco fino y disco grueso con diferentes escalas radiales no pueden reproducir este efecto porque el disco fino es el que domina en este rango de distancias. Del mismo modo, el disco grueso no produce errores importantes en la escala radial obtenida para el disco fino, porque ésta última ha sido determinada en el plano, donde el disco fino es el que domina. Sin embargo, la escala en altura será en verdad representativa de un promedio de fuentes correspondientes tanto al disco fino como al disco grueso. Las alturas medias de las fuentes consideradas es de ~ 300 pc, un rango donde el disco fino es ~ 10 veces más denso que el disco grueso considerado por Buser et al., descrito con anterioridad.

6.3.2 Radio de truncamiento

A la vista de lo obtenido en las Figuras 6.6, y 6.9 se observa que la densidad sigue una ley exponencial al menos hasta $R=15$ kpc. Esto significa que si el disco galáctico presenta un radio de truncamiento a partir del cual la densidad decae de modo abrupto (*cut-off*), éste debe de estar situado al menos a una distancia superior o igual a estos 15 kpc. Los datos de que disponemos no permiten hacer un análisis estricto de si el truncamiento del disco se produce a una distancia mayor del Centro Galáctico, ya que la densidad estelar es muy baja a partir de $R=15$ kpc y hay muy pocas estrellas, lo que de por sí aumenta el error poissoniano.

Podríamos suponer que el truncamiento está siendo enmascarado por la contaminación de gigantes de baja luminosidad que posean el mismo color que el *red clump*. Esto implicaría que las cuentas extraídas de los DCM correspondientes a las estrellas del *red clump* con magnitudes aparentes más débiles estarían en verdad representando a otra población dife-

rente de estrellas, y por lo tanto las suposiciones que hace el método carecerían de validez. En el diagrama color-magnitud absoluta presentado en la Figura 4 del trabajo de Cohen et al. (2000) (presentada en esta tesis como en la Figura 5.8), se obtiene que existen fuentes con menor luminosidad que presentan sin embargo el mismo color que el *red clump* (el rango $(J - K)$ que usamos aquí para la extracción de las estrellas del *red clump* equivale a un color $V-[8.3]$ de aproximadamente 1.2). La magnitud límite usada en ese trabajo es de $M_{[8.3]}=6.5$, lo que implica que para el gráfico correspondiente a una distancia de 100 pc en la Figura 5.8, las cuentas son completas hasta la magnitud absoluta 1.5 en $8.3 \mu\text{m}$. Es cierto que también hay algunas fuentes de mayor luminosidad que las estrellas del *red clump* con el mismo color que éste, pero son relativamente muy pocas y pueden ignorarse. Sin embargo, sí que hay un número significativo de gigantes menos luminosas, con magnitudes $-1.4 < M_K < 2$, que sí tendrán que ser tomadas en consideración.

Una forma de evaluar el efecto de estas fuentes en el método consiste en construir una función de luminosidad simple, donde la mitad de las gigantes tengan $-1.85 < M_K < -1.45$ y la otra tenga $-1.4 < M_K < 2$ (esta suposición está sobrevalorando la contribución de las gigantes de baja luminosidad, por lo que los errores que se deriven de este análisis serán mayores que los que se producen en realidad). En la dirección del anticentro, llevamos a cabo el mismo tipo de convolución descrito en §5.5.1, pero introduciendo esta función de luminosidad, y usando una ley exponencial truncada para el disco (Figura 6.10).

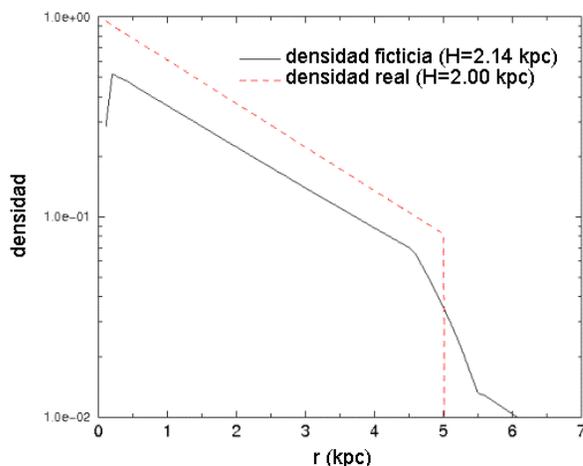


Figura 6.10: Comparación entre la densidad real, de forma exponencial: $\rho = e^{-\frac{d}{R}}$, truncada a una distancia $R=12.9$ kpc (lo que equivale a $r=5$ kpc) y la distribución obtenida de la convolución de una función de luminosidad en forma de delta de Dirac, con un 50% de estrellas con $M_K=-1.65$ y otro 50% con $-1.4 < M_K < +2$ (correspondiente a las gigantes menos luminosas), en lugar de la distribución real.

Como se ve, sólo se obtiene un cambio significativo en la amplitud, debido a que la mitad de las estrellas con $M_K=-1.65$ se han perdido. Esto, sin embargo, no es importante ya que el número total de gigantes no se usa en el análisis. Mientras que la escala radial varía en un 7%, el truncamiento no está siendo enmascarado ya que existe un cambio apreciable en la pendiente del $\log \rho$ entorno a $r=5$ kpc. Por consiguiente, si hubiera un truncamiento en la distribución estelar alrededor de 13 kpc, debería ser apreciable aún considerando la posible presencia de gigantes de baja luminosidad. Como se ve en las Figuras 6.6 y 6.9, no se observa ningún cambio apreciable en la pendiente del $\log \rho$, por lo que la ausencia de truncamiento no puede justificarse en términos de un efecto de contaminación por gigantes de baja luminosidad en las cuentas.

6.3.3 Flare en el interior de la Galaxia

Todos los resultados de esta sección han sido obtenidos empleando regiones para las cuales $|l| > 90^\circ$, y por tanto, las líneas de visión analizadas atraviesan regiones ubicadas fuera del círculo solar ($R > R_\odot$), así que los resultados serán válidos únicamente para el disco externo. De hecho, el valor obtenido para la escala radial del *flare*, 3.4 kpc, es en verdad únicamente una descripción del *flare* para $R > 10$ kpc, ya que entre 8 y 10 kpc, existen pocos datos, y además presentan un ruido muy alto, como se desprende de la Figura 6.6. Para tratar de verificar si esta ley obtenida es también aplicable para $R < 10$ kpc los datos anteriores no nos sirven, necesitando para ello datos que cubran un rango de distancias galactocéntricas menores.

Para examinar el efecto del *flare* en la Galaxia interna, no debemos aplicar el método de las gigantes K a líneas de visión que cubran un intervalo corto de R en el interior del círculo solar, ya que proporcionan un rango corto de distancias galactocéntricas en el cual se tratará de ajustar R . Por ejemplo, regiones del plano ubicadas en $45^\circ < l < 90^\circ$ sólo proporcionan valores de R entre 6 y 8 kpc, así que debemos movernos más hacia el interior de la Galaxia. También hay que descartar para el análisis aquellas regiones cercanas al plano con $|l| < 30^\circ$, en donde las componentes de la Galaxia interna comienzan a ser importantes, como por ejemplo la barra Galáctica (Hammersley et al. 1994, 2000; López-Corredoira et al. 2001a) y el bulbo (López-Corredoira et al. 2000, 2004a; Alard 2001).

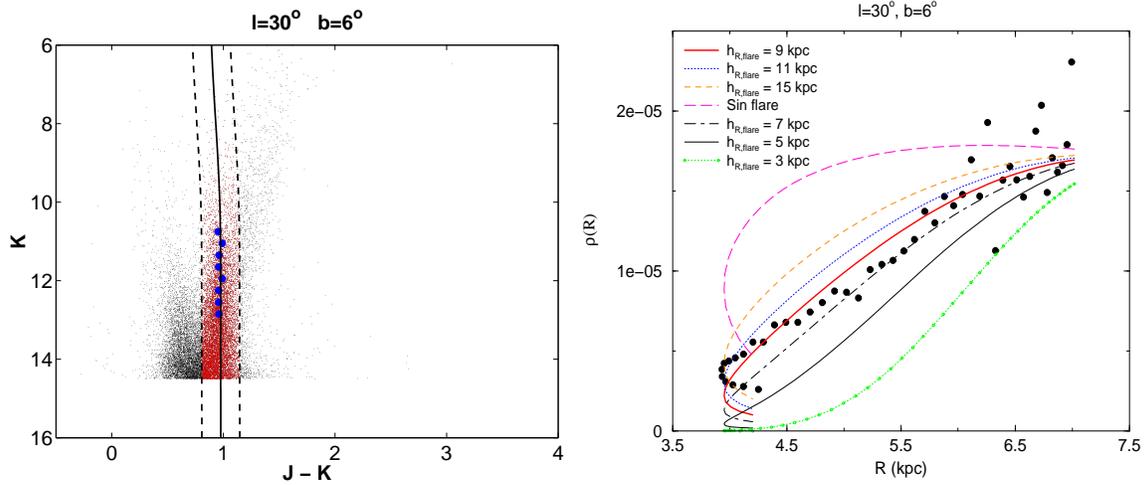


Figura 6.11: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir del DCM en el campo $l = 30^\circ, b = 6^\circ$ (izqda.) y diferentes modelos de disco ajustados siguiendo la ec. (6.8) con $H=2.1$ kpc y $h_z(R_\odot)=310$ pc, y variando el valor de $h_{R,flare}$ (dcha.). Se observa que es necesario introducir un *flare* para ajustar los datos, y que el mejor valor para la escala radial del mismo es de 9 kpc.

En los datos del 2IDR de 2MASS hay disponibles pocas regiones en la zona de interés, por lo que nos concentramos en una única región: $l = 30^\circ, b = 6^\circ$. La Figura 6.11 representa la densidad extraída para las gigantes del *red clump* usando el método de las gigantes K. Además de ésta, se representan las predicciones de varios modelos diferentes siguiendo la ec. (6.6), todos ellos con los valores obtenidos de $H=2.1$ kpc y $h_z(R_\odot)=310$ pc, aunque variando el valor de la escala radial del *flare*, $h_{R,flare}$. Se observa que es necesario

introducir un *flare* para reproducir los datos correspondientes a un disco con $H=2.1$ kpc y $h_z(R_\odot)=310$ pc. Sin embargo, la escala radial del *flare* parece ser mucho mayor que lo obtenido con anterioridad, aproximadamente 9 kpc. Sabemos que la escala vertical para la Galaxia interna es menor que para la vecindad Solar, aunque la diferencia obtenida es baja: $h_z(5 \text{ kpc}) \approx 0.73h_z(R_\odot)$. Considerando una escala radial para el *flare* de 3.4 kpc, tendríamos que $h_z(5 \text{ kpc}) \approx 0.43h_z(R_\odot)$, por lo que, aunque el *flare* comienza en el interior del círculo Solar, el aumento de la escala vertical con R es mucho menor en el interior Galáctico, resultado éste que concuerda con los obtenidos en trabajos previos, como por ejemplo el de Kent et al. (1991) en el que se obtuvo que $h_z(5 \text{ kpc})=0.67h_z(R_\odot)$ mediante el ajuste de los parámetros del disco a los mapas a $2.4 \mu\text{m}$ correspondientes a la región septentrional del plano de la Galaxia.

6.4 Cuentas estelares

En la sección anterior, hemos descrito un primer análisis de la estructura del disco externo empleando la población de gigantes del *red clump* como trazadoras de la distribución estelar. No obstante, el método usado tiene ciertas limitaciones, y no permite caracterizar correctamente algunos aspectos del disco, como por ejemplo el *warp*. Las cuentas estelares permiten obtener información espacial de la distribución real de fuentes en la Galaxia, y por tanto, los resultados obtenidos mediante el uso de las mismas será más fiable y representativo de la estructura a gran escala observada de lo que permite el método de las gigantes K.

Para cada línea de visión centrada en las coordenadas galácticas (l, b) , las cuentas estelares acumuladas observadas (N_K) hasta una magnitud m_K para un ángulo sólido ω , equivalen a la suma de todas las estrellas incluidas dentro del cono de visión con una magnitud más brillante que la magnitud aparente dada (Bahcall 1986). Suponiendo que la función de luminosidad no cambia con la posición espacial, la ecuación básica de la estadística estelar nos lleva a:

$$N_K(m_K, l, b) = \omega \int_0^\infty \Phi_K(M_K(r, l, b)) \rho(R(r, l, b), z(r, l, b)) r^2 dr \quad (6.14)$$

donde

$$M_K(r, l, b) = m_K + 5 - 5 \log_{10} r - A_K(r, l, b) \quad (6.15)$$

$$\Phi_K(M_K) = \int_{-\infty}^{M_K} \phi_K(M) dM \quad (6.16)$$

ϕ_K representa la función de luminosidad en K para el disco, y $A_K(r, l, b)$ es la extinción a lo largo de la línea de visión hasta una distancia r . Usaremos la función de luminosidad estándar definida por Eaton et al. (1984) (Figura 6.12) y el modelo de extinción empleado en el modelo SKY (Wainscoat et al. 1992) (excepto considerando una escala radial para el polvo de $h_{R,dust}=3.2$ kpc, para escalar la distancia del Sol al Centro Galáctico a 7.9 kpc). El ajuste se podría usar para obtener también la extinción, pero preferimos tener cuanto menos parámetros libres mejor. El modelo de extinción de Wainscoat et al. (1992) es axisimétrico y

no incluye posibles efectos debido al *flare* y al *warp* en la distribución de polvo, sin embargo, las cuentas en la banda K son poco sensibles a variaciones en la extinción y, tal vez, si se pretende parametrizar en mejor medida dicha extinción, se requeriría el uso de longitudes de onda más corta (Schultheis et al. 1999; Drimmel & Spergel 2001). Por tanto, ya que estamos observando en direcciones dirigidas hacia la Galaxia más externa y la extinción es baja, un modelo simple de extinción será suficiente para nuestro propósito. El modelo SKY suministra también una función de luminosidad en la banda K que podría ser utilizada en lugar de la de Eaton et al. (1984). No obstante, la función de luminosidad de Eaton ha sido determinada en el infrarrojo cercano mediante observaciones directas, mientras que la del modelo SKY se trata de una función sintetizada a través de observaciones en otras longitudes de onda y trasladada posteriormente al infrarrojo cercano. Es por esto por lo que preferimos emplear la primera en lugar de la segunda³. En la Figura 6.12 se muestran ambas funciones de luminosidad y se observa que son más o menos coincidentes, por lo que no cabe esperar grandes diferencias al utilizar una u otra.

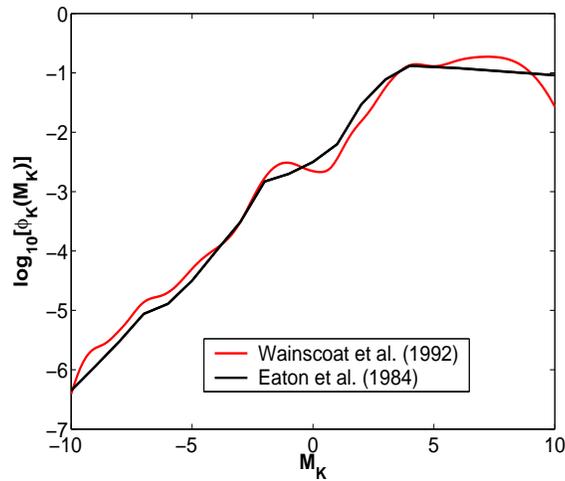


Figura 6.12: Función de luminosidad normalizada en la banda K , extraída del trabajo de Eaton et al. (1984), comparada con la función de luminosidad en la banda K para el disco, según el modelo SKY (Wainscoat et al. 1992).

Ahora, los parámetros para la densidad estelar definidos en la ec. (6.8) se determinan empleando los datos disponibles del 2IDR de 2MASS en $b=0^\circ, \pm 3^\circ, \pm 6^\circ, \pm 9^\circ$; para el rango $45^\circ < l < 315^\circ$. Se emplean regiones en el plano, o cercanas al mismo porque son las más sensibles a las variaciones en los parámetros y además hay significativamente más estrellas. Una vez más, deben evitarse las regiones centrales de la Galaxia para no incluir las otras componentes presentes aparte del disco.

Aún teniendo en cuenta que las fuentes locales dominan las cuentas, hay suficientes estrellas como para analizar la estructura a gran escala del disco. En cada región se considera un área de 1 grado^2 , aunque hay regiones que sólo han sido parcialmente cubiertas, de forma que en esos casos se dividen las cuentas por el área real cubierta para obtener las cuentas por unidad de área. De este modo, desechando aquellas regiones donde el área cubierta era demasiado baja, se seleccionaron un total de 820 líneas de visión diferentes, con áreas entre 0.5 y 1.0 grado^2 , lo que da una amplia cobertura espacial a lo largo del plano de la

³A lo largo de esta tesis emplearemos siempre este esquema de trabajo a la hora de obtener predicciones de cuentas estelares en la banda K .

Galaxia. Comparando con otros autores que también han empleado cuentas estelares de 2MASS vemos que la cobertura es muy superior. Por ejemplo, Ojha (2001) usó solo siete regiones independientes situadas fuera de plano, sin analizar ni el *warp* ni el *flare*, mientras que Alard (2000) sólo estudió tres barridos realizados a diferentes latitudes que cruzaban el plano de la Galaxia.

El método de ajuste de las cuentas supone que todas las fuentes presentan la misma distribución espacial, es decir, que las escalas vertical y radial son las mismas para cada radio galactocéntrico dado en todos los tipos espectrales y clases de luminosidad. Para la escala vertical, en particular, se sabe que esto no es así ya que las componentes más jóvenes tienen una escala vertical mucho más baja que las componentes viejas, sin embargo, la contribución de las componentes jóvenes en las cuentas es importante sólo para magnitudes brillantes ($m_K < 8$) y aún así ésta sólo es significativa realmente en líneas de visión a lo largo del plano y hacia el interior Galáctico (Hammersley et al. 1999). La magnitud límite elegida para el presente estudio es de $m_K = 14$, lo que unido a que usamos líneas de visión alejadas del centro de la Galaxia, supone que las cuentas están completamente dominadas por la población vieja del disco, minimizando la contribución del disco joven y los brazos espirales exceptuando líneas de visión privilegiadas que no hemos incluido aquí. Con esto queda justificada la suposición de que la escala vertical para las distintas fuentes será si no la misma, al menos muy similar.

El valor de la magnitud límite seleccionado, $m_K = 14$, está suficientemente por encima del valor límite de 2MASS en la banda K, lo que asegura que se tiene una estadística completa en todas las regiones. Este valor supone que estrellas con una magnitud absoluta de $M_K = 0$ pueden detectarse a una distancia de 6 kpc, lo que significa que los resultados serán sensibles a la forma de las zonas más externas del disco. Sin embargo, un aspecto curioso de las cuentas estelares es que a medida que la magnitud límite considerada es más débil, más próximas en promedio estarán las fuentes detectadas como resultado del incremento suave que presenta la función de luminosidad. Esto significa que las enanas son las que dominarán las cuentas hasta magnitudes límite más débiles. De este modo, el método de las gigantes K, al aislar un grupo específico de estrellas, proporciona un mejor contraste para las partes más externas del disco.

Como se dijo antes en §6.3.1, el disco viejo que estamos analizando incluye todas las estrellas viejas del disco en las regiones seleccionadas, que presentan en promedio latitudes de 4-5 grados. Si existe un disco grueso como el propuesto por Buser et al. (1999), la contribución a las cuentas en las regiones consideradas será de un 10% suponiendo una función de luminosidad similar a la del halo descrita en el modelo SKY (Wainscoat et al. 1992). De este modo, debe tenerse en cuenta que la escala vertical determinada aquí es representativa de un promedio entre el disco grueso y el fino, pero con un 90% de las fuentes provenientes de este último.

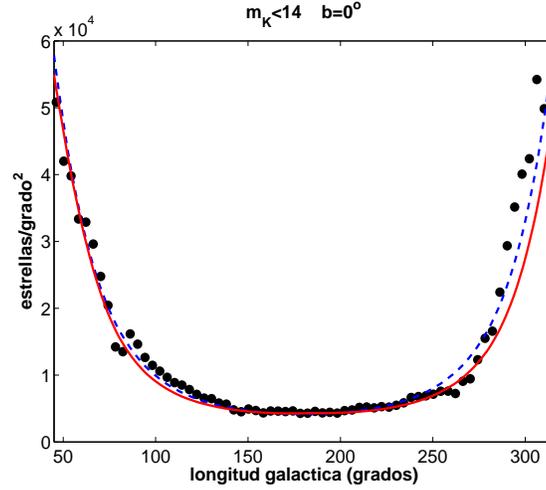
En cuanto al truncamiento, las cuentas estelares no pueden diferenciar fácilmente entre un truncamiento real y la pérdida de estrellas en el plano debida al *flare*. Sin embargo, considerando el resultado obtenido mediante el uso de las gigantes K según el cual no hay aparentemente truncamiento en la distribución estelar, al menos hasta $R = 15$ kpc, continuaremos suponiendo lo mismo para el estudio a través de las cuentas estelares y consideraremos que no existe dicho truncamiento.

6.4.1 Resultados del ajuste

La secuencia de ajuste será la misma que con el método de las gigantes K. Primero se obtiene H usando las regiones en $b = 0^\circ$ para luego ajustar $h_z(R_\odot)$ y $h_{R,flare}$ usando el conjunto total de las regiones. Así, para el plano, el mínimo χ^2 se obtiene para:

$$H = 1.91^{+0.20}_{-0.16} \text{ kpc} \quad (6.17)$$

Figura 6.13: Ajuste a las cuentas estelares en el plano. La línea azul discontinua representa el el mejor ajuste sin considerar el *warp* ($H = 1.91$ kpc), mientras que la línea roja continua representa el mejor modelo con la inclusión del *warp* ($H = 1.97$ kpc, $\epsilon_w = 5.25$, $\phi_w = 85^\circ$, $C_w = 2.1 \times 10^{-19}$ pc).



La densidad estelar en la vecindad solar es $\rho_\odot = 5.3 \times 10^{-2}$ estrellas pc^{-3} , valor algo menor al obtenido por otros autores como el de Bahcall (1986), de 0.13 estrellas pc^{-3} . La diferencia puede deberse al uso de diferentes funciones de luminosidad en ambos casos, aunque de cualquier modo, la normalización no va a afectar al resto de parámetros del disco.

Para los otros dos parámetros, se ajustan los datos disponibles en $b = 0^\circ, \pm 3^\circ, \pm 6^\circ, \pm 9^\circ$ y $45^\circ < l < 315^\circ$. El mínimo χ^2 se obtiene ahora para:

$$h_z(R_\odot) = 300^{+13}_{-15} \text{ pc} \quad (6.18)$$

$$h_{R,flare} = 4.6 \pm 0.5 \text{ kpc} \quad (6.19)$$

Los errores se han determinado considerando $H = 1.91$ kpc, por lo que otros valores de H podrían cambiar ligeramente los rangos de error. Los ajustes están representados en las Figuras 6.13 y 6.14.

El ajuste obtenido es en términos generales bastante bueno, aunque se pueden observar algunas asimetrías entre $45^\circ < l < 180^\circ$ y $180^\circ < l < 315^\circ$, y también entre $b > 0^\circ$ y $b < 0^\circ$. Éstas asimetrías son un reflejo de la existencia del *warp*, aunque no deben pasarse por alto algunas otras fluctuaciones de menor relevancia, como por ejemplo la extinción irregular o la contaminación debida a otras componentes.

6.4.2 El warp

Si el disco de la Galaxia no tuviera *warp* u otras asimetrías similares, la razón entre las cuentas obtenidas por encima y debajo del plano debería ser aproximadamente la misma

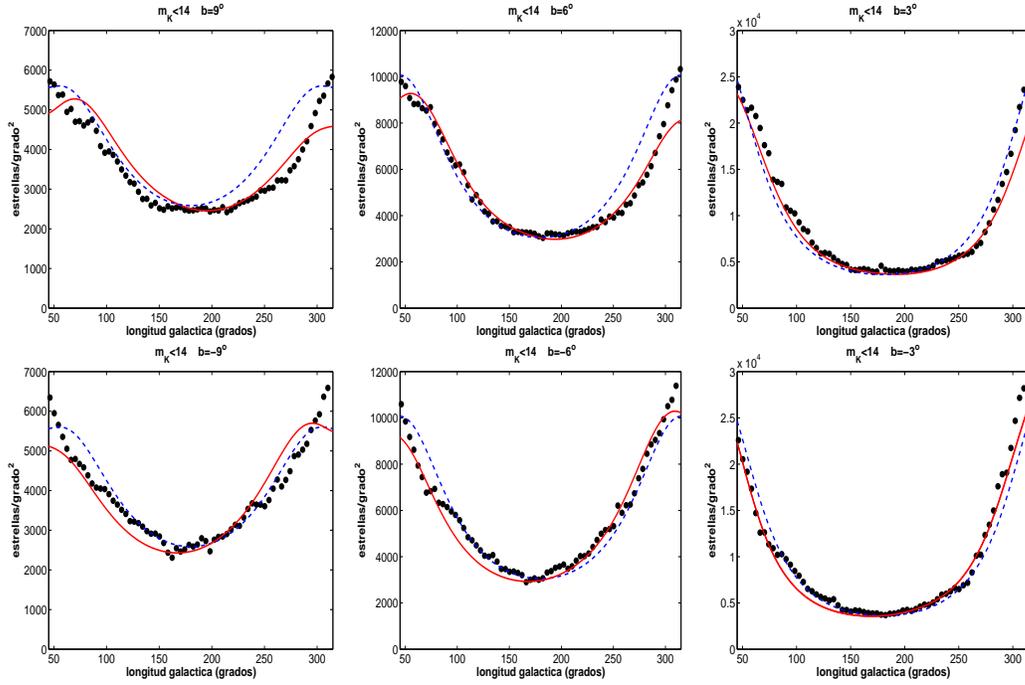


Figura 6.14: Ajuste a las cuentas estelares. La línea azul discontinua representa el mejor ajuste sin considerar el *warp* ($H = 1.91$ kpc, $h_z(R_\odot) = 300$ pc, $h_{R,flare} = 4.60$ kpc), mientras que la línea roja continua representa el mejor modelo con la inclusión del *warp* ($H = 1.97$ kpc, $h_z(R_\odot) = 285$ pc, $h_{R,flare} = 5.00$ kpc; $\epsilon_w = 5.25$, $\phi_w = 85^\circ$, $C_w = 2.1 \times 10^{-19}$ pc).

para cualquier longitud galáctica, con sólo un pequeño desplazamiento debido a la posición del Sol, 15 pc por encima del plano (Hammersley et al. 1995; Cohen 1995). Sin embargo, se observa que existe un exceso en las cuentas de latitudes positivas para $l < 180^\circ$, y justo el comportamiento opuesto para $l > 180^\circ$. Esto es sin duda, un reflejo claro de la existencia del *warp*.

Para parametrizar el *warp*, usaremos un modelo similar al definido por la ec. (6.8), pero describiendo la distancia sobre el plano como $|z - z_w|$ en lugar de $|z|$, donde z_w representa la elevación promedio del disco sobre un plano paralelo al definido por $b = 0^\circ$ que atraviesa el centro de masas local, esto es, 15 pc por debajo del Sol:

$$\rho(R, z) = \rho_\odot e^{-\frac{R-R_\odot}{H}} e^{-\frac{|z-z_w|}{h_z(R)}} \quad (6.20)$$

$$z_w = [C_w R(\text{pc})^{\epsilon_w} \cos(\phi - \phi_w) + 15] \text{ pc} \quad (6.21)$$

Nuestra parametrización considera el *warp* como una sucesión de anillos inclinados, donde el grado de inclinación vendrá definido por el radio galactocéntrico del correspondiente anillo elevado a una potencia ϵ_w . Añadimos el término 15 pc debido a la altura que posee el Sol sobre el plano (Hammersley et al. 1995; Cohen 1995), y que, como es un valor bastante bien determinado a partir de otros estudios no será considerado como un parámetro más ajustar. Los parámetros que definen el *warp*, esto es, ϵ_w , y el ángulo

galactocéntrico ϕ_w (que describe la línea de nodos, y está definido de modo que $\phi_{w,\odot}=0$) se determinan minimizando la razón entre las cuentas correspondientes a latitudes positivas y las correspondientes a latitudes negativas, de forma que una vez que se han fijado los parámetro, C_w se obtiene de:

$$C_w = \frac{\sum_i \frac{d_i t_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{t_i^2}{\sigma_i^2}} \quad (6.22)$$

donde $d_i = \left(\frac{N(m,+b)}{N(m,-b)} - 1 \right)$ con $N(m, \pm b)$ las cuentas observadas a latitudes positivas y negativas para la misma longitud, σ_i el error de d_i y t_i es la predicción del modelo para d_i con $C_w = 1$.

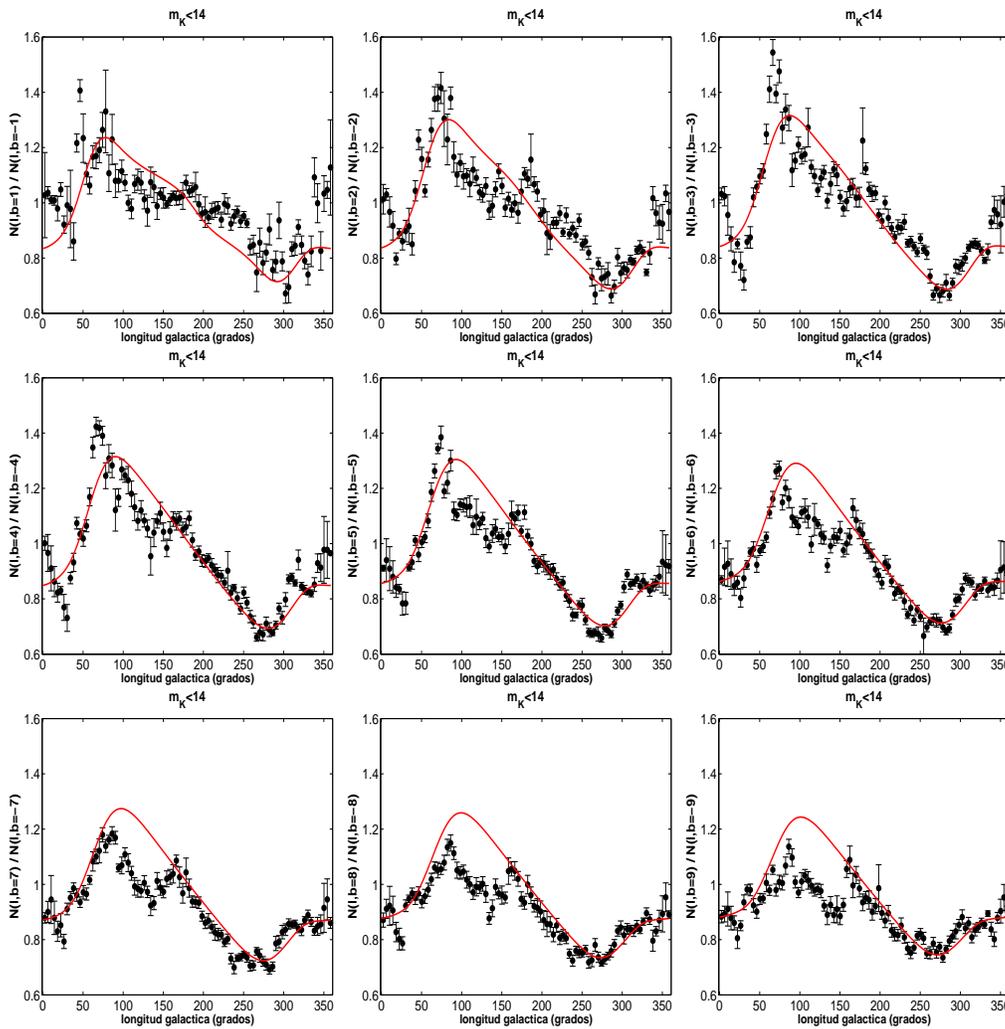


Figura 6.15: Razón entre las cuentas correspondientes a latitudes positivas y las correspondientes a latitudes negativas. La línea roja continua muestra el mejor ajuste obtenido incluyendo el efecto debido al *warp*, con $H = 1.97$ kpc, $h_z(R_\odot) = 285$ pc, $h_{R,flare} = 5.00$ kpc, $\epsilon_w = 5.25$, $\phi_w = 85^\circ$, $C_w = 2.1 \times 10^{-19}$ pc.

Así sólo se tienen dos parámetros libres en el modelo, lo que facilita la caracterización del *warp*, además, asumiremos que el *warp* es simétrico (aparte del efecto que produce la altura del Sol sobre el plano). Esto es una aproximación, ya que se sabe que el *warp* en el gas no lo es (Burton 1988), aunque las asimetrías en el *warp* tienen lugar a partir de $R \approx 13$ kpc (lo que supone una distancia al Sol de $r > 8$ kpc para $l = 250^\circ$), donde hay muy pocas estrellas del total considerado con $m_K < 14$. El mejor ajuste se obtiene para:

$$\epsilon_w = 5.25 \pm 0.5 \quad (6.23)$$

$$\phi_w = 85^\circ \pm 5^\circ \quad (6.24)$$

que determina $C_w = 2.1 \times 10^{-19}$ pc (o equivalentemente $C_w = 1.2 \times 10^{-3}$ kpc). Este resultado está representado en la Figura 6.15. Se observa que hay algunos puntos que ciertamente no ajustan muy bien, pero en términos generales el ajuste es bueno. Las desviaciones pueden ser debidas a irregularidades en la extinción o en la distribución estelar, contaminación por otras componentes, etc...

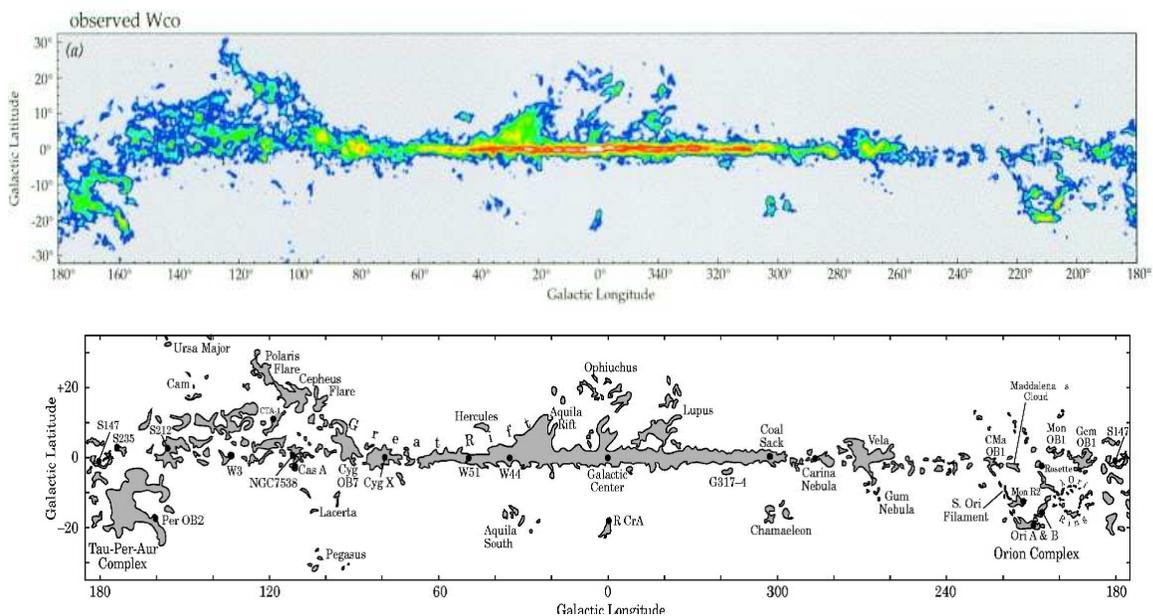


Figura 6.16: Mapa de la distribución de CO, obtenido en el trabajo de Dame et al. (2001, Figura 2) donde aparecen los principales complejos moleculares de la Galaxia (*arriba*). Las principales asociaciones aparecen identificadas en el gráfico inferior.

A la vista de la Figura 6.15 llama la atención que la razón predicha por el modelo de disco sobrestima la razón observada, con valores que difieren en torno a un 15% del valor esperado en el rango $100^\circ < l < 150^\circ$. Esta diferencia es más notable para $|b| > 3^\circ$ y tiene su origen en la mayor extinción que sufren las cuentas obtenidas en este rango de longitudes para $b > 0^\circ$ frente a las obtenidas para $b < 0^\circ$ debido a la presencia de nubes moleculares gigantes (GMC) asociadas al brazo espiral de Perseo, en las regiones de Cepheus, Cassiopeia y Cygnus, cuyos complejos más masivos son NGC 7538 y el remanente de supernova de Cassiopeia A (Yonekura et al. 1997; Ungerechts et al. 2000; Dame et

al. 2001). Estas nubes se distribuyen principalmente a latitudes positivas en este rango de longitudes (ver Figura 6.16), con lo que las cuentas obtenidas fuera de plano en esta región son menores de lo esperado al perder principalmente las estrellas más débiles. La Figura 6.16 presenta la distribución a gran escala de las nubes moleculares de la Galaxia, obtenida por Dame et al. (2001) a partir de surveys de CO de la Vía Láctea. En ese mapa, se observa que la asimetría en $100^\circ < l < 150^\circ$ es importante, con complejos moleculares en $3^\circ < b < 10^\circ$ que no tienen contrapartida a latitudes negativas. Sin embargo, para $|b| < 3^\circ$ la distribución de nubes es más o menos homogénea, lo que se refleja en que en ese rango las diferencias entre la razón observada y la predicha sean mucho menores, como se ve en los tres gráficos superiores de la Figura 6.15. Afortunadamente, las regiones en las que se produce la máximas amplitudes del *warp* estelar ($l \sim 90^\circ$ y $l \sim 270^\circ$ respectivamente) aparecen libres de efectos de extinción tan acusados, y permiten fijar con ciertas garantías los parámetros correspondientes al *warp*, tanto en cuanto a su amplitud como a su orientación.

Con todo ello, podemos concluir que, en efecto, el *warp* describe adecuadamente las desviaciones respecto al mejor disco simétrico observadas en la distribución estelar en esta componente. La Figura 6.17 representa de modo esquemático la forma de la *warp* obtenido para la distribución estelar.

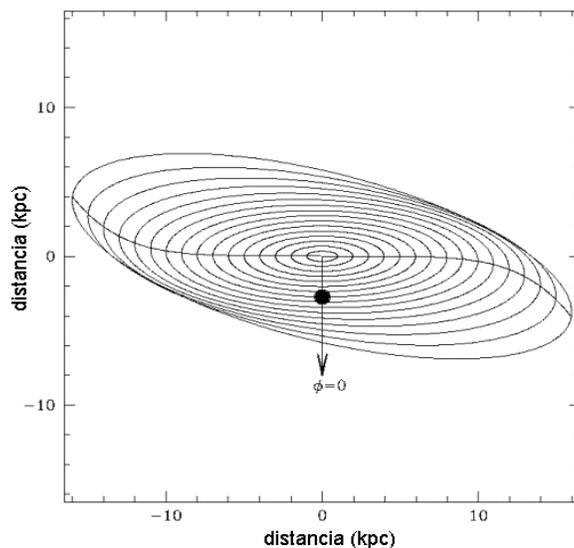


Figura 6.17: Representación esquemática de la forma del *warp* mostrando la posición relativa del Sol. Cada uno de los anillos equivale a 1 kpc y se ha representado la línea que marca la orientación de la máxima amplitud del *warp*.

El efecto de la inclinación del disco local (*tilted disc*)

Una posible hipótesis alternativa que se podría plantear para explicar las asimetrías observadas es que el disco local está ligeramente inclinado respecto al plano Galáctico global. En Hammersley et al. (1995), se demostró que las asimetrías en los mapas de brillo superficial de COBE/DIRBE podrían ser causadas por este efecto. Sin embargo, en su análisis se eligieron deliberadamente regiones ubicadas fuera del plano, de forma que el resultado

está dominado por fuentes locales, con poca contribución de las regiones donde el *warp* comienza a ser significativo ($R > 13$ kpc). Las cuentas estelares, recordemos, proporcionan información directa sobre la distancia a las fuentes, lo que no es posible con mapas de brillo superficial, por lo que permiten distinguir mejor entre el *warp* y un efecto debido a la inclinación en el disco local.

En la Figura 6.18 se muestra el mejor ajuste que se obtiene considerando que las asimetrías en la distribución estelar son debidas únicamente a la combinación de la altura del Sol sobre el plano y a la inclinación del disco local, lo que corrige la latitud Galáctica de la forma siguiente (Hammersley et al. 1995):

$$b_{\text{corregida}} = b + \alpha_t \text{sen}(l + l_t) \quad (6.25)$$

El mejor ajuste obtenido corresponde a:

$$l_t = 170^\circ \pm 20^\circ \quad (6.26)$$

$$\alpha_t = 1.64^\circ \quad (6.27)$$

El valor de la orientación coincide aproximadamente con el resultado de Hammersley et al. (1995), pero la amplitud es casi 4 veces superior, lo que indica que están siendo detectadas fuentes a distancias mucho mayores.

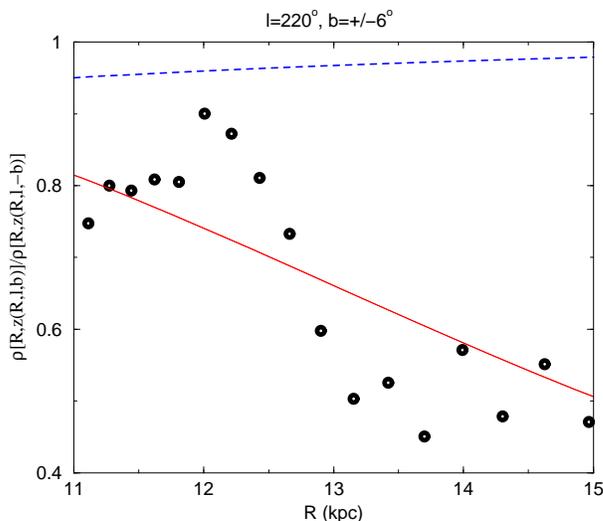


Figura 6.18: Razón entre las densidades correspondientes a latitudes positivas y negativas para $(l = 220^\circ, b = \pm 6^\circ)$. La línea continua muestra la predicción para el modelo de *warp* con $H=1.91$ kpc, $h_z(R_\odot)=300$ pc, $h_R, flare=4.60$ kpc, $\epsilon_w=5.25$, $\phi_w=85^\circ$, $C_w=2.1 \times 10^{-19}$ pc. La línea discontinua, por contra, muestra el efecto debido a la posición del Sol, 15 pc por encima del plano.

Las predicciones para este modelo, son mucho peores que las del modelo con *warp*, como puede observarse en la Figura 6.18. De este modo, podemos concluir que, mientras que una pequeña inclinación del disco es suficiente para explicar la geometría del disco local, a partir de no muchos kpc de distancia esta simplificación carece de validez. Es interesante resaltar que la inclinación promedio predicha por el modelo de disco con *warp* en el rango de distancias empleadas en el trabajo de Hammersley et al. (1995) es dos veces mayor que la determinada a partir de los mapas de brillo superficial. Esto sugiere que el *warp* comienza fuera del círculo solar, aunque también debe ser tenido en cuenta que el efecto predicho para la vecindad Solar es muy bajo y en cualquier caso las cuentas estelares no son sensibles a distancias muy cortas desde el Sol.

Confirmación del *warp* en las gigantes del *red clump*

La presencia del *warp* debe influir en la distribución de las gigantes del *red clump* analizadas en §6.3, y dado que el *warp* afecta más a las fuentes lejanas, las asimetrías serán mucho mayores a mayores distancias galactocéntricas. Esto se observa en la Figura 6.18, donde se representa la razón entre las densidades medidas a latitudes positivas y negativas para los campos $l = 220^\circ$, $b = \pm 6^\circ$. Los datos muestran una gran asimetría, con la mayoría de puntos con una razón menor que 0.8, mientras que para aquellos a distancias mayores de 13 kpc la razón cae a valores entorno a 0.5. Esto muestra, una vez más, que la asimetría es mayor a mayores distancias. Para comprobar que las asimetrías no se deben a la altura del Sol sobre el plano, la línea discontinua de la Figura 6.18 muestra la razón prevista debida únicamente a este efecto. El *warp* obtenido en §6.4.2, sin embargo, se muestra como una línea continua, y proporciona un ajuste bastante aceptable a las cuentas.

Otro aspecto que necesita ser comentado es que la escala radial medida para el *flare* puede estar afectada por el *warp*, incluso en aquellas regiones en donde el *warp* no es muy destacado, como por ejemplo en $l = 220^\circ$. La Figura 6.18 muestra que la razón puede ser como mucho 0.6, es decir, un error de un 20% para las densidades, a latitudes positivas y negativas. Esta es una razón por la que los resultados de la ec.(6.13) deben ser tomados con cierto cuidado. Sin embargo, en el método de las cuentas estelares, la contribución relativa de las estrellas muy lejanas ($R \geq 12$ kpc) es mucho menor, y el efecto del *warp* es mucho más pequeño. Así, los parámetros derivados a partir de las cuentas estelares son probablemente más fiables que los obtenidos a partir de las gigantes del *red clump* en §6.3.

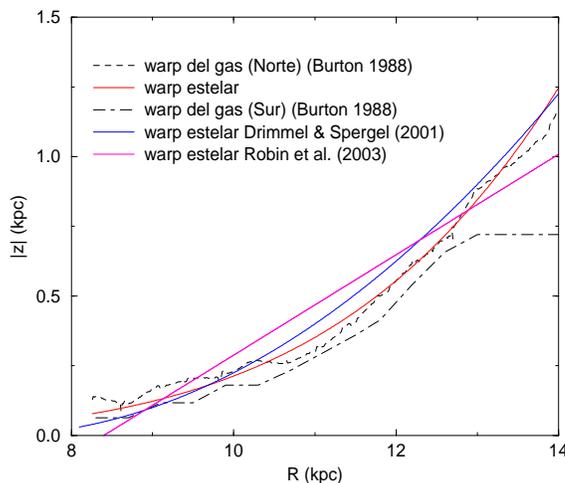


Figura 6.19: Máxima amplitud del *warp* estelar (en rojo: $z_w = 1.2 \times 10^{-3} R(\text{kpc})^{5.25}$ kpc) en comparación con el *warp* del gas medido por Burton (1988) en los Hemisferios Norte y Sur, escalados a $R_\odot = 7.9$ kpc (en negro). Se muestra también la amplitud del *warp* estelar obtenida por Drimmel & Spergel (2001) a partir de medidas de flujo obtenidas con COBE/DIRBE, así como la parametrización del *warp* estelar empleada en el modelo de Besançon (Robin et al. 2003), mediante una aproximación lineal similar a la considerada por Gyuk et al. (1999).

Las medidas del *warp* estelar obtenidas aquí son totalmente independientes de los usados para calcular el *warp* en el gas (Burton 1988; Diplas & Savage 1991). Hay que destacar, sin embargo, que el *warp* estelar es prácticamente idéntico al del gas, no sólo en cuanto al ángulo de orientación de su máxima amplitud ($\phi = 85^\circ$), que es el mismo que para el gas, sino en cuanto a la amplitud misma (ver Figura 6.19). El *warp* del Hemisferio Norte, tanto en el gas como en las estrellas, es muy similar hasta $R > 13$ kpc, como se ve en la Figura 6.19. Por otro lado, el *warp* del gas para el Hemisferio Sur difiere respecto al del Hemisferio

Norte, siendo constante, o decreciente con la altura para $R > 13$ kpc. Sin embargo, dado que la mayoría de las estrellas a lo largo de la línea de visión del *warp* en el Hemisferio Sur ($l \simeq 250^\circ$) tienen $R < 13$ kpc ($r < 8$ kpc), los datos no son suficientemente sensibles para detectar las diferencias entre el *warp* septentrional y meridional.

Otros autores han estudiado el *warp* estelar. Djorgovski & Sosin (1989) obtuvieron un resultado similar al nuestro usando fuentes de IRAS. Alard (2000) también midió el *warp* estelar empleando datos de 2MASS, concluyendo también que ambas amplitudes son aproximadamente coincidentes. Aunque nuestros resultados son más precisos, Alard (2000) mostró que la amplitud del *warp* estelar es consistente con el medido en HI con una precisión de un 30%. Drimmel & Spergel (2001), a partir de medidas de flujo de COBE/DIRBE, obtienen un *warp* en la distribución estelar más o menos coincidente con el obtenido por nosotros y el de Burton (1988) para el gas, con una amplitud parametrizada por $z_w \approx 25 \text{ pc/kpc}^2 (R - 7 \text{ kpc})^2$, mientras que Freudreich (1998) obtuvo a su vez resultados similares en su determinación independiente de los parámetros del *warp* (Figura 6.19).

A partir de los resultados obtenidos, es claro que la forma del *warp* estelar es idéntica a la del gas. De este modo, sea lo que sea lo que genera el *warp*, afecta aproximadamente del mismo modo al gas que a las estrellas (incluso a la población vieja). Sin embargo, el hecho de que esto ocurra así en la Vía Láctea, no supone que deba ser lo mismo para otras galaxias.

6.4.3 Nuevo ajuste incluyendo el *warp*

Una vez obtenidos los parámetros correspondientes al *warp*, que aparece como un efecto de segundo orden en las cuentas totales, podemos mejorar el modelo de disco para incluir a éste y por tanto determinar nuevamente los parámetros usando las cuentas estelares. Como era de esperar, no hay cambios apreciables respecto a los valores anteriores:

$$\begin{aligned} H &= 1.97_{-0.12}^{+0.15} \text{ kpc} \\ h_{R,flare} &= 5.0 \pm 0.5 \text{ kpc} \\ h_z(R_\odot) &= 285_{-12}^{+8} \text{ pc} \end{aligned} \tag{6.28}$$

con $\rho_\odot = 5.5 \times 10^{-2}$ estrellas pc^{-3} . Los errores en los valores de $h_{R,flare}$ y $h_z(R_\odot)$ corresponden a un valor fijo de $H=1.97$ kpc, por lo que otros valores de H pueden cambiar ligeramente los rangos de error. Los ajustes así obtenidos se muestran en las Figuras 6.13 y 6.14 como líneas continuas rojas. Usando la ec. (6.9), se obtiene un valor para la escala radial del disco:

$$h_R = 3.3_{-0.4}^{+0.5} \text{ kpc} \tag{6.29}$$

Hay que recordar, una vez más, que estos parámetros son obtenidos en el rango $6 < R < 15$ kpc (o sea, entre $0.75 R_\odot$ y $1.9 R_\odot$). No se han considerado los datos para $R < 6$ kpc, dado que el valor mínimo considerado para la longitud es de 45° y a partir de 15 kpc los datos se vuelven inciertos, ya que para $m_K < 14$ estamos dominados por estrellas cercanas.

6.4.4 Comparación para los resultados del *flare*

En §6.3, los resultados obtenidos analizando las estrellas del *red clump* muestran valores compatibles con los de las cuentas estelares en todos los parámetros del disco excepto en cuanto al valor de $h_{R,flare}$, que es 2.8σ más bajo (3.4 kpc, en lugar de 5.0 kpc). No es una explicación plausible achacar esto a que tratamos con una población diferente con distinto *flare*, ya que la escala vertical en la vecindad solar es coincidente. Sospechamos que la diferencia proviene de un efecto de selección. Además del hecho de que la medidas de las estrellas del *red clump* se ven afectadas por el *warp* y por tanto el valor de 3.4 kpc es menos fiable (ver §6.4.2), hay que tener en cuenta que la mayoría de las gigantes se sitúan a $R > 12$ kpc, es decir, estamos dominados por estrellas lejanas. Sin embargo, la escala radial del *flare* no es constante, sino que aumenta para valores más bajos de R (En §6.3.3 se obtiene que $h_{R,flare} \approx 9$ kpc para $4 < R < 7$ kpc), por tanto cabe esperar una diferencia sistemática entre ambos valores.

Asignando una ley lineal a la variación del *flare* con la distancia galactocéntrica, podemos expresar ésta como:

$$h_{R,flare} \approx 12 - 0.6 R(kpc) \quad \text{kpc} \quad (6.30)$$

que da unos valores de 9.0 kpc para $R=5$ kpc (valor parecido a la distancia galactocéntrica promedio de las fuentes a lo largo de la línea de visión correspondiente a $l = 30^\circ$, $b = 6^\circ$); 5.0 kpc para $R=11.7$ kpc (representativo del rango entre 6 y 15 kpc); y 3.4 kpc para $R=14.3$ kpc (representativo del rango ocupado por las gigantes lejanas). En la vecindad solar, el valor de $h_{R,flare}$ se sitúa entorno a 7.3 kpc.

Por comparación, Alard (2000) describe el *flare* en los datos de 2MASS con una variación lineal de la forma: $h_z = h_z(R_\odot)(1 + (0.32 \text{ kpc}^{-1})(R - R_\odot))$, similar a lo aquí obtenido en el rango $8 < R < 12$ kpc. Nuestros resultados, por tanto, son compatibles a los de Alard (2000), y este engrosamiento del disco puede por sí solo explicar la rápida caída de la densidad en la Galaxia externa, sin necesidad de recurrir a un truncamiento en $R < 15$ kpc. De hecho, como se describe en §6.3.2, un truncamiento a $R < 15$ kpc no sólo no es necesario, sino que es inconsistente con los datos.

Al igual que el *warp*, el *flare* es también una característica del gas en la Galaxia externa. Una vez más, los parámetros obtenidos para el *flare* de las estrellas son muy similares a los del gas (Wouterloot et al. 1990), aunque la escala de altura del gas es siempre mucho más baja (Narayan & Jog 2002a).

6.4.5 Variación de ρ_\odot con la magnitud

Un aspecto interesante que debe ser examinado con rigor es la posible variación de la densidad estelar local medida, ρ_\odot , cuando el rango de magnitudes consideradas es diferente a $m_K < 14$. En principio, la distribución de densidad dada debe ser independiente del rango de magnitudes usado, sin embargo, puede haber errores en la función de luminosidad normalizada de Eaton et al. (1984) usada. Otra posibilidad puede ser el que haya confusión de fuentes en las magnitudes más débiles de 2MASS, aunque un efecto como ése debería afectar sólo a aquellas fuentes con una magnitud menor en una magnitud que la magnitud límite del survey en las regiones medidas. Ambos errores afectarían al valor medido de ρ_\odot .

La Figura 6.20 muestra la variación del valor obtenido para ρ_{\odot} en función de la magnitud límite considerada (es decir, tomando cuentas hasta $m_K < m_{K,max}$). Esta variación puede aproximarse por una ley cuadrática de la forma:

$$\rho_{\odot} \approx 0.2402 - 2.642 \times 10^{-2} m_{K,max} + 9.446 \times 10^{-4} m_{K,max}^2 \quad (6.31)$$

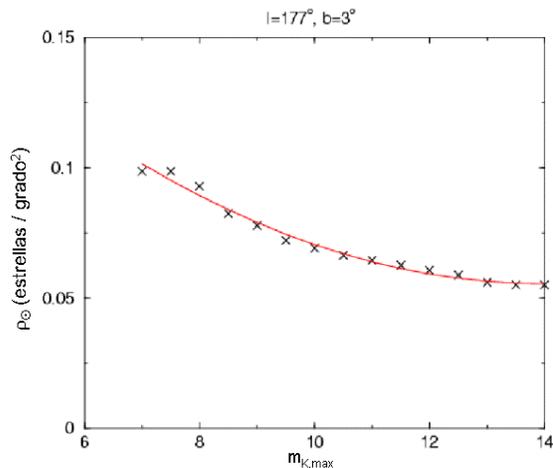


Figura 6.20: Variación de ρ_{\odot} en función de la magnitud máxima en K cuando se utiliza el modelo de disco obtenido aquí junto con la función de luminosidad de Eaton et al. (1984). La línea continua representa la ec. (6.31).

Los datos han sido obtenidos normalizando las cuentas en una región circular centrada en ($l = 177^{\circ}$, $b = 3^{\circ}$) con un radio de 2 grados. La forma que muestra dicha variación no es consistente con la presencia de confusión de fuentes, por lo que debe estar provocada por errores en la forma de la función de luminosidad.

Otra alternativa puede ser que los parámetros obtenidos para la densidad no son correctos, y por eso ρ_{\odot} cambia con m_K . Esto se ha comprobado ajustando las cuentas con el modelo (6.28) pero cambiando las magnitudes límite y por tanto, con ρ_{\odot} calculada mediante la ec.(6.31). La Figura 6.21 muestra los ajustes en el plano para distintas magnitudes límite, y se observa que en general el modelo predice bastante bien las cuentas, con ligeros excesos a medida que nos movemos hacia el interior de la Galaxia, debido a la mayor contribución de otras componentes distintas del disco en esas longitudes. Estas diferencias son más acusadas cuanto más brillantes son las cuentas (lo que supone menor m_K límite), ya que la contribución de los brazos espirales (y sobre todo del brazo local) es más importante. Fuera de plano, los ajustes también son bastante precisos, aún variando las magnitudes límite y las latitudes a las que se obtienen las cuentas, como se puede observar en la Figura 6.22.

6.4.6 2MASS *All Sky Release*

Como se mencionó en §6.3, los resultados de este capítulo han sido obtenidos empleando los datos del 2IDR de 2MASS, que sólo proporciona una cobertura del 47% del cielo. A partir de marzo de 2003, los datos del *All Sky Release* del survey fueron hechos públicos, suministrando una cobertura total del cielo. Los parámetros aquí descritos, y los modelos representados en las distintas gráficas han sido derivados del 2IDR, sin embargo, en busca de una corroboración suplementaria, se ha optado por representar los datos correspondientes

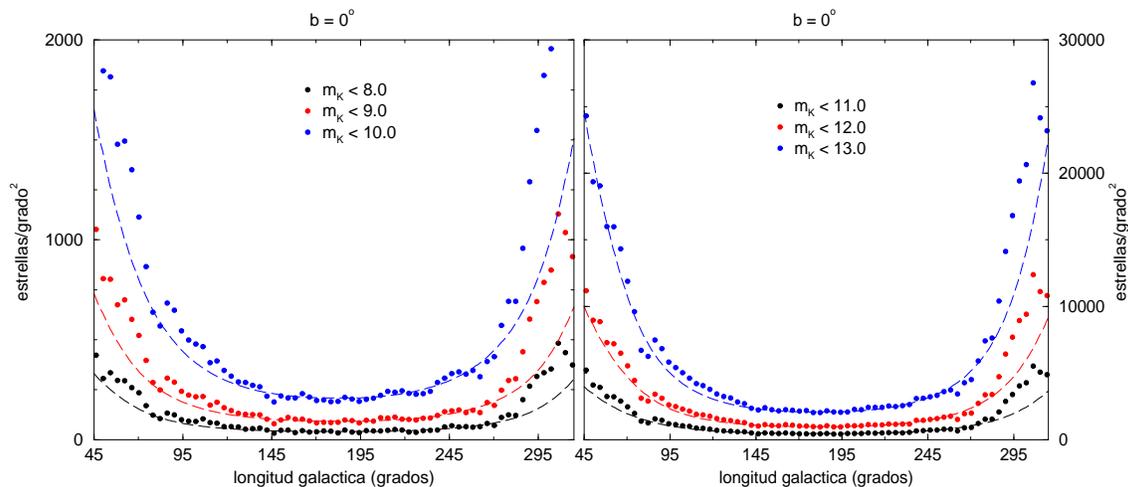


Figura 6.21: Cuentas estelares en el plano para diferentes magnitudes límite m_K . El mejor ajuste del modelo, obtenido con ρ_{\odot} calculado mediante la ec. (6.31), se representa con líneas discontinuas.

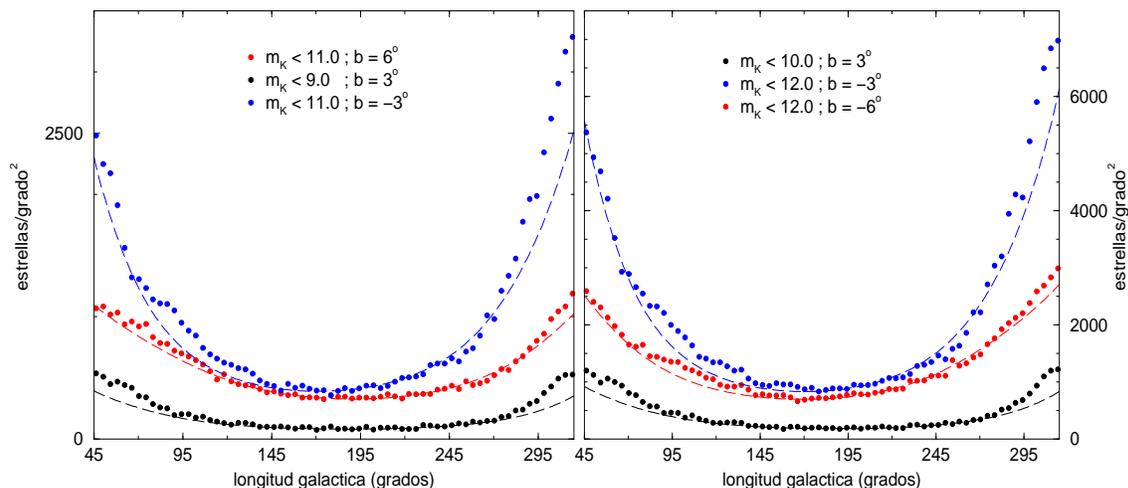


Figura 6.22: Cuentas estelares para diferentes magnitudes límite m_K y diferentes latitudes galácticas. El mejor ajuste del modelo, obtenido con ρ_{\odot} calculado mediante la ec. (6.31), se representa con líneas discontinuas.

a las cuentas estelares obtenidas con la totalidad del catálogo, por lo que se observará que no hay posiciones vacías sin cuentas en las gráficas.

A la vista de los resultados, se observa que en todos y cada uno de los resultados, los parámetros calculados reproducen las cuentas observadas aún cuando representemos zonas en donde no había inicialmente datos disponibles en el 2IDR de 2MASS (ver Figura 6.23). Un nuevo ajuste de los parámetros estructurales obtenidos en este capítulo empleando el conjunto completo de los datos produce resultados dentro de los rangos de error obtenidos con el 2IDR, por lo que no consideramos procedente cambiar ninguno de éstos. A modo de resumen, en la Tabla 6.2 se muestran los resultados que se describen en este capítulo y los

obtenidos con el *All Sky Release* de 2MASS (los parámetros correspondientes al *warp* no se muestran porque no cambian). Las diferencias no son significativas, y no alteran en modo alguno las conclusiones del presente análisis.

Figura 6.23: Cuentas en el plano hasta magnitud $m_K=14$ para las cuentas estelares obtenidas con los datos del 2IDR de 2MASS (en rojo) y con los datos del *All Sky Release* del survey (en negro). El ajuste del modelo de disco obtenido aquí se muestra con la línea continua. Se observa que el ajuste es igualmente bueno para la totalidad de los puntos, aún cuando ha sido calculado únicamente con los datos del 2IDR.

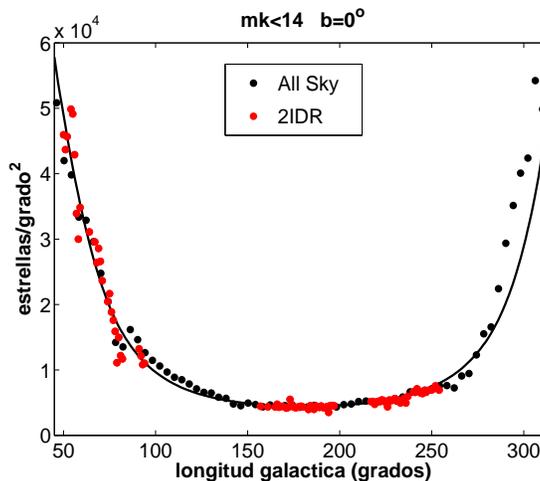


Tabla 6.2: Parámetros obtenidos para el disco externo de la Galaxia obtenidos mediante el ajuste de las cuentas estelares de 2MASS en la banda K, tanto para los datos del 2IDR, como para el *All Sky Release* del mismo.

	H (kpc)	$h_z(R_\odot)$ (pc)	$h_{R,flare}$ (kpc)	ρ_\odot (estrellas pc $^{-3}$)
2IDR	$1.97^{+0.15}_{-0.12}$	285^{+8}_{-12}	5.0 ± 0.5	0.055
<i>All Sky Release</i>	$1.93^{+0.11}_{-0.10}$	270^{+18}_{-7}	5.5 ± 0.5	0.058

6.5 Conclusiones

- Se han empleado dos métodos diferentes para analizar la estructura del disco externo, el primero analizando la población de gigantes del *red clump* previamente aisladas en varias regiones cercanas al plano, y el segundo ajustando un modelo de disco a las cuentas estelares en la banda K obtenidas en 820 regiones, también cercanas al plano. Los resultados de ambos métodos son consistentes entre sí, lo que supone que ambos son válidos (Tabla 6.3). Por ejemplo, los valores considerados para las magnitudes y colores de las gigantes del *red clump* deben estar próximos a los correctos, ya que de otro modo habría diferencias importantes entre ambos métodos.
- La distribución de fuentes en el disco está bien reproducida por una distribución exponencial tanto en cuanto a la dirección galactocéntrica como respecto a la altura sobre el plano. Existe un *flare* importante, es decir, un aumento de la escala vertical hacia la zona más externa de la Galaxia, consistente con las observaciones de que la mayoría de las galaxias presentan un *flare* (de Grijs & Peletier 1997) y teóricamente consistente con aquellos escenarios de formación galáctica con discos estelares auto-gravitantes (Narayan & Jog 2002a,b).

Tabla 6.3: Parámetros obtenidos para el disco externo de la Galaxia obtenidos con el método de las gigantes del *red clump* (método A) y a través del ajuste de las cuentas estelares de 2MASS en la banda K (método B), incluyendo o no el efecto debido al *warp*.

	áreas seleccionadas	H (kpc)	$h_z(R_\odot)$ (pc)	$h_{R,flare}$ (kpc)
Método A	$l = 180^\circ, 220^\circ$ $b = 0^\circ, 3^\circ, 6^\circ, 9^\circ, 12^\circ$	$2.1^{+0.22}_{-0.17}$	310^{+60}_{-45}	3.4 ± 0.4
Método B sin <i>warp</i>	$45^\circ < l < 315^\circ$ $b = 0^\circ, \pm 3^\circ, \pm 6^\circ, \pm 9^\circ$	$1.91^{+0.20}_{-0.16}$	300^{+13}_{-15}	4.6 ± 0.5
Método B con <i>warp</i>	$45^\circ < l < 315^\circ$ $b = 0^\circ, \pm 3^\circ, \pm 6^\circ, \pm 9^\circ$	$1.97^{+0.15}_{-0.12}$	285^{+8}_{-12}	5.0 ± 0.5

- La presencia del *flare* supone que no sea necesario considerar truncamiento alguno en la distribución estelar de la Galaxia, al menos hasta $R < 15$ kpc ($= 4.5h_R$). La suposición de considerar la función de luminosidad de las estrellas del *red clump* como una delta de Dirac produce un efecto despreciable en los resultados, el cual no puede estar enmascarando la presencia del truncamiento.
- El *warp* de la población vieja presenta una amplitud coincidente con la del gas. En las Figura 6.24 se muestra la forma del disco en función en respuesta a este *warp*. La coincidencia en la amplitud del *warp* en el gas y las estrellas apunta a un origen común para ambos.

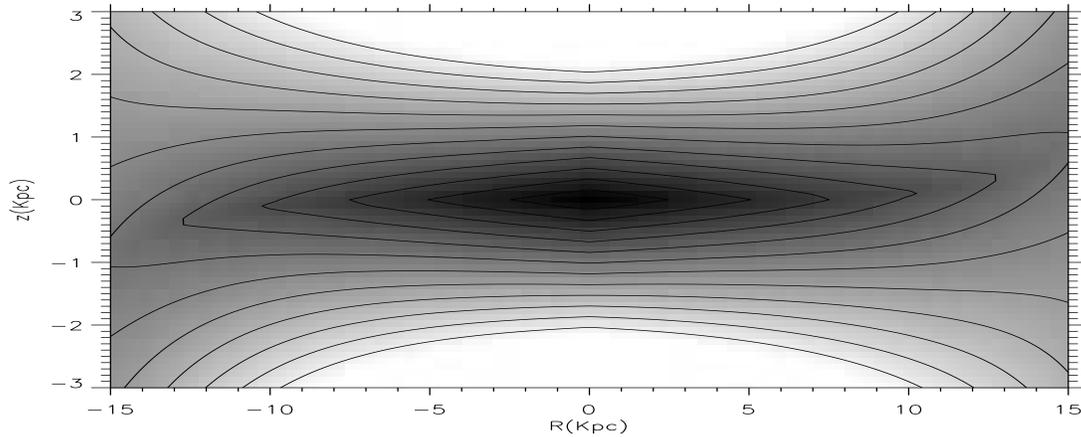


Figura 6.24: Corte en el plano YZ de la Galaxia (perpendicular a la dirección Sol-Centro Galáctico), siguiendo el modelo descrito en este capítulo para el disco incluyendo los efectos del *flare* y *warp* en la densidad estelar. La escala vertical aparece multiplicada en un factor 5.

- Se han medido varios parámetros del disco estelar viejo, mediante un análisis en el rango entre 6 kpc y 15 kpc. Consideraremos la distribución estelar observada para $R > 6$ kpc como representativa del disco estelar viejo promedio a bajas latitudes (con una altura media de las fuentes de $|z| \approx 300$ pc). En el caso de que exista un

disco grueso, los resultados para latitudes mayores deben ser diferentes de los aquí obtenidos.

- Considerando que los resultados más correctos corresponden al análisis de las cuentas estelares, enumeramos los valores obtenidos para los parámetros del disco externo:

1. La escala vertical en la vecindad solar es $h_z(R_\odot) = 285_{-12}^{+8}$ pc.
2. La escala radial de la densidad espacial en el plano es $H = 1.97_{-0.12}^{+0.15}$ kpc.
3. La escala radial de la densidad superficial es $h_R = 3.3_{-0.4}^{+0.5}$ kpc.
4. La variación de la escala vertical con la distancia galactocéntrica sigue una ley exponencial de la forma:

$$h_z(R) \approx h_z(R_\odot) e^{\frac{R-R_\odot}{(12-0.6R(\text{kpc})) \text{ kpc}}} \quad \text{para } R \leq 15 \text{ kpc.}$$

5. El *warp* desplaza el plano medio del disco una altura:

$$z_w = 1.2 \times 10^{-3} R(\text{kpc})^{5.25} \sin(\phi + 5^\circ) \text{ pc} \quad \text{para } R \leq 13 \text{ kpc,}$$

donde ϕ es el ángulo galactocéntrico ($\phi_\odot = 0$).

7

Disco interno

La zona interna de la Vía Láctea es rica en estructuras morfológicas. Como se describió en el capítulo 2, la presencia de bulbo, barra, anillo y brazos espirales se refleja en las cuentas estelares obtenidas para el rango $|l| < 40^\circ$. Ahora bien, la estructura del disco propiamente dicho en esta zona requiere de un análisis aparte. En este capítulo, pasaremos a estudiar la distribución estelar del disco interno a través de la aplicación combinada del método de las gigantes K, junto con las cuentas estelares que el survey 2MASS proporciona en este rango de longitudes. De este modo, se examinarán las posibles diferencias entre los resultados obtenidos para el disco externo y los correspondientes a la zona más interna de esta componente, en cuanto a una posible extrapolación hacia las zonas centrales de la Galaxia de las leyes obtenidas con anterioridad en el capítulo 6 para el disco externo.

7.1 La estructura del disco interno

Muchas galaxias barradas presentan agujeros (*hole*) en la distribución estelar (Ojha et al. 1990), una proporción que alcanza casi el 50% si nos atenemos a los resultados obtenidos por Anderson et al. (2002), basados en el análisis de las descomposiciones bulbo-disco llevadas a cabo por Baggett et al. (1998). En un gran número de galaxias externas, debido a su orientación más favorable, el agujero central en el disco se detecta en la distribución de gas atómico y molecular. Por ejemplo, en Aguerri et al. (2001) se describe el agujero en la distribución de HI en NGC 5850 asociado con la barra central, del mismo modo que obtuvieron Bottema & Verheijen (2002) en NGC 3992. Esos agujeros han sido atribuidos a la presencia de velocidades del gas perpendiculares al plano de la Galaxia (Sancisi 1999), aunque sin embargo, hay también casos en los que la distribución del CO, usada para inferir la densidad de HI, no muestra dicho agujero, como sucede en el caso de Sakamoto et al. (1999) (aunque su muestra está algo sesgada por su criterio de selección, favorable a sistemas con poco o total ausencia de gas).

Un agujero en la distribución estelar no siempre supone estrictamente un truncamiento abrupto del disco. También puede representar un descenso gradual de la densidad en lugar de un aumento hacia el centro en un cierto rango de distancias galactocéntricas, como por ejemplo, un truncamiento de tipo II de Freeman (Freeman 1970); puede también representar

una densidad constante independiente de R , o incluso una densidad que aumenta hacia el centro de la Galaxia con una pendiente mucho menor que la correspondiente a una extrapolación de una ley exponencial como la observada en el disco externo.

En nuestra Galaxia, el agujero, o para ser más rigurosos con el concepto, un déficit respecto a la extrapolación de una ley exponencial, ha sido detectado previamente en la distribución del gas (por ejemplo, Robinson et al. 1988), pero para la distribución estelar la existencia o no de dicho déficit no ha sido resuelto hasta la fecha. Encontramos muchos modelos diferentes para la distribución estelar del disco Galáctico generados a partir de los mapas de flujo de COBE/DIRBE, pero sin embargo, no hay acuerdo alguno en ellos respecto a la existencia o no del déficit de estrellas a pesar de estar basados en los mismos datos. Por ejemplo, hay trabajos como los de Freudreich (1998) y Lépine & Leroy (2000) que afirman la presencia de este déficit, mientras que otros, como Bissantz & Gerhard (2002) son capaces de reproducir los mapas de flujo considerando una ley exponencial incluso en las zonas más internas. Caldwell & Ostriker (1981) dan un modelo de disco basado en medidas cinemáticas consistente en una diferencia de dos exponenciales con diferentes escalas de altura, que dan un déficit de estrellas en la parte interna. Estudios del efecto del *microlensing*¹ parecen apoyar la existencia de un déficit de estrellas (Kiraga & Paczyński 1994), pero la falta de un conocimiento exacto de la extinción en el óptico da cierta incertidumbre a su modelo (de hecho, en Kiraga et al. (1997) se reconoce que el trabajo anterior debe contener ciertos errores debido a una incorrecta identificación de poblaciones en los DCM). Por otro lado, análisis de fuentes OH/IR, tanto para población intermedia-vieja como para población joven, llevaron a Baud et al. (1981) a concluir que debe de haber un déficit de estrellas en ambas poblaciones.

Este posible agujero en la distribución estelar no ha sido analizado con mucha frecuencia empleando cuentas estelares. En el trabajo de López-Corredoira et al. (2001a), estudiando la Galaxia interna, se concluye que sería necesario contar con un déficit de estrellas para poder reproducir las cuentas de estrellas a lo largo del plano para el disco interno (Figura 2.11), aunque no se trató de ajustar las regiones fuera de plano, sin profundizar mucho más en este concepto al estar su trabajo dirigido a caracterizar la barra de la Galaxia, y no el disco. Ahora, con los nuevos catálogos disponibles para fuentes puntuales que hemos descrito en capítulos anteriores, como 2MASS y TCS-CAIN, este déficit de estrellas puede ser re-examinado con más detalle, ya que dichos catálogos proporcionan mucha mejor información que los mapas de flujo por sí solos.

Otro asunto a tratar es la verdadera naturaleza de este agujero o déficit de estrellas en la zona interna, en el sentido de si efectivamente se corresponde con una ausencia real de estrellas. Una distribución estelar afectada por un *flare*, por ejemplo, desplazaría las estrellas a una mayor altura sobre el plano de la predicha por una ley exponencial, dando por tanto la impresión de la existencia de un agujero en el plano. Estructuras con *flare* son comunes en la distribución tanto de gas (Burton & Hekker 1986) como en la de estrellas (Alard 2000; López-Corredoira et al. 2002) para el disco externo, como se vió en el capítulo 6. La posible presencia de este tipo de morfologías en la zona central de los discos de galaxias espirales no ha sido estudiado adecuadamente debido a las dificultades inherentes a poder

¹Por *microlensing* se define el efecto de lente gravitatoria en el que las múltiples imágenes de una fuente puntual aparecen separadas por sólo unos microsegundos de arco, lo que produce que aunque el desplazamiento espacial sea inapreciable, la magnificación en la emisión de la fuente sea importante.

separar las distintas contribuciones estructurales en las cuentas o en el flujo observados. Un buen ejemplo de esta dificultad lo podemos encontrar en Nikolaev et al. (2004), quien detectó la existencia de un *warp* asimétrico en los 4 grados centrales del disco interno de la Gran Nube de Magallanes, basándose en un estudio combinado de MACHOs y de cuentas de 2MASS.

En la Figura 7.1 se representan unas densidades tipo para el plano de la Galaxia, mostrando las diferencias que se aprecian entre considerar una ley exponencial como la obtenida en el capítulo 6 (ec. 6.6) (en azul), una exponencial truncada en los 3 kpc internos (en negro), y finalmente una ley exponencial con *flare* (en rojo), que hace que la densidad en el plano sea menor que la esperada para una exponencial al desplazar las estrellas a mayores alturas sobre el plano. Los tres modelos han sido normalizados en R_{\odot} .

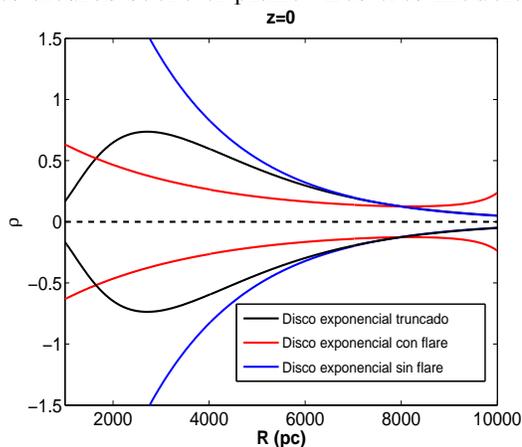


Figura 7.1: Densidades en el plano Galáctico para tres modelos de densidad diferentes: una ley exponencial simple (azul), una ley exponencial truncada (negro) y una ley exponencial con *flare* (rojo). Los valores negativos del eje Y han sido considerados únicamente para dar cuenta de la forma de la densidad, simetría frente al plano de la Galaxia.

7.2 Obtención de la densidad a partir de los DCM

Para el estudio de la distribución estelar en el disco interno, seleccionamos ocho regiones a partir de los datos disponibles del 2IDR del survey 2MASS, en el rango $15^{\circ} < l < 40^{\circ}$, $1.5^{\circ} < |b| < 6.5^{\circ}$ (ver Tabla 7.2). En esta zona, el disco está suficientemente lejos del bulbo como para que la contribución de estrellas del bulbo en las estrellas del *red clump* extraídas sea pequeña, por un lado, y al mismo tiempo estamos considerando líneas de visión lo suficientemente cercanas al Centro Galáctico como para alcanzar el rango $2 \text{ kpc} < R < 4 \text{ kpc}$, donde pueda ser estudiado el disco interno. Se han elegido distintas latitudes para tener también una representación de diferentes alturas sobre el plano, excluyendo campos del propio plano de la Galaxia, donde la distribución de la extinción pudiera ser alta y/o muy irregular, y en donde las cuentas pudieran estar contaminadas por la contribución de la barra Galáctica.

Tabla 7.1: Regiones seleccionadas para extraer los DCM a partir de fuentes de 2MASS, para aplicar posteriormente el método de las gigantes K.

l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	area (grados 2)
15	2	0.57
15	3	1.00
15	-3	1.00
15	-6	1.00
18	-2	0.92
18	-3	0.97
20	-3	1.00
20	-6	1.00

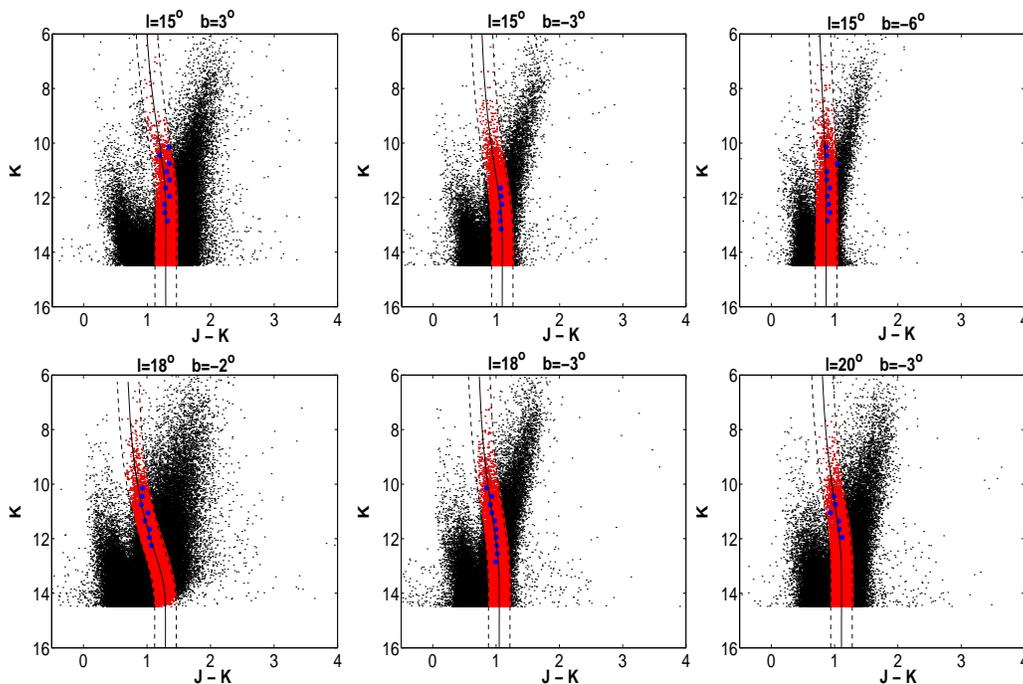


Figura 7.2: DCM para seis de las ocho líneas de visión consideradas. La línea continua marca la traza asignada a la población de las gigantes K, mientras que las líneas discontinuas marcan el rango considerado para la extracción de las gigantes.

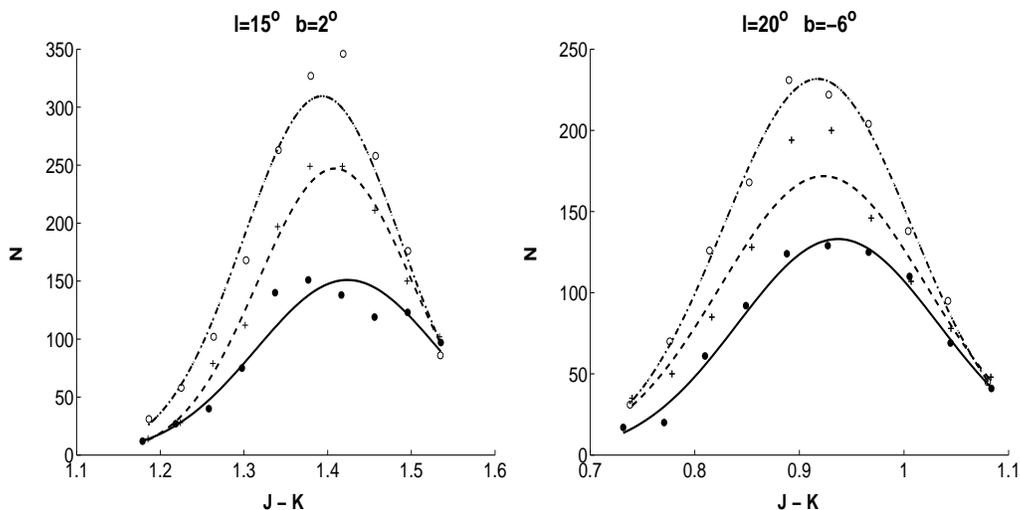


Figura 7.3: Histogramas de cuentas (por unidad de color) para $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ (izqda.) y $l = 20^\circ$, $b = -6^\circ$ (dcha.), junto con los correspondientes ajustes a gaussianas obtenidos para tres intervalos de magnitud fija: $m_K = 11.95$ (puntos/línea continua), $m_K = 12.25$ (cruces/línea discontinua), y $m_K = 12.55$ (círculos/línea de puntos). En cada caso, $\Delta m = 0.3$ mag.

Aplicamos entonces el método de las gigantes K a los distintos DCM del modo descrito en el capítulo 5 (Figura 7.2), de forma que se extraen las distintas densidades, $\rho_{K2\text{III}}(R, z)$,

para cada línea de visión. En la Figura 7.4 se representan las densidades así obtenidas a lo largo de las 8 líneas de visión consideradas, esto es, se trata de densidades respecto a la distancia al Sol (r). Se observa que una extrapolación del modelo de disco externo visto en el capítulo 6 (representada por una línea de trazos) no ajusta bien esos datos, ya que sólo proporciona aproximadamente un 30% de la densidad en $b=-6^\circ$, lo que supone que la extrapolación del *flare* (o sea, el descenso de h_z cuando disminuye R) encontrado para el disco externo no es adecuado para el disco interno. Incluso extrapolando el disco exponencial del capítulo 6, pero sin *flare* (representado en la Figura 7.4 con una línea de trazos y puntos), el resultado mejora para $b=-6^\circ$ pero se produce un exceso del 200% en la densidad para $|b| = 2^\circ$. Por tanto, está claro que un disco exponencial extrapolado del obtenido para el disco externo no funciona, ni con *flare* ni sin él, al menos en cuanto considerando un *flare* que ocasione un aumento de h_z a medida que aumenta R . Sin embargo, si se introduce una densidad casi independiente de la distancia galactocéntrica R (dada por la ec. 7.3) se obtiene un ajuste bastante aceptable a las densidades observadas (esta ley aparece representada con una línea continua).

En la Figura 7.5 se representan las densidades en función de z , para diferentes valores de R con $R < 4$ kpc. Para el cálculo de $z(r, l, b)$ se tiene en cuenta la altura del Sol sobre el plano, 15 pc, pero no se tiene en cuenta el efecto del *warp* descrito en el capítulo 6 ya que éste es despreciable para el disco interno (el *warp* sólo será importante para regiones donde $R > 10$ kpc). En esas gráficas se observa como la escala en altura cambia con R , aumentando a medida que nos movemos hacia el centro: $h_z(2.5 \text{ kpc}) = 424 \pm 46$ pc, $h_z(3 \text{ kpc}) = 352 \pm 23$ pc, $h_z(3.5 \text{ kpc}) = 338 \pm 48$ pc, y $h_z(4 \text{ kpc}) = 323 \pm 26$ pc. Un ajuste lineal pesado para h_z resulta:

$$h_z = (317 \pm 17) - (48 \pm 20) \times [R(\text{kpc}) - 4] \text{ pc}, \quad (7.1)$$

para $2.25 \text{ kpc} < R < 4.25 \text{ kpc}$. Este resultado implica que obtenemos una escala en altura para las gigantes K del disco interno que aumenta a medida que nos acercamos al centro de la Galaxia, justo la tendencia opuesta a la que se obtenía para el disco externo. Esta ley, ec.(7.1), es aplicable para valores de $R < 4.25$ kpc, mientras que la que se obtenía en el capítulo 6 es válida para $R > 6$ kpc. En el intervalo entre 4 y 6 kpc, la dependencia con R de la escala en altura es algo incierta, pero seguramente es la zona donde h_z alcanza su valor mínimo.

Se puede considerar que la contaminación en las cuentas por estrellas pertenecientes al bulbo es la causante de este aumento en la escala de altura. Sin embargo, se puede demostrar fácilmente que la contribución del bulbo es despreciable. Usando el modelo de bulbo obtenido en López-Corredoira et al. (2000) descrito en el capítulo 2, con unas razones axiales 1:0.54:0.33, se obtiene que la mayor proporción de estrellas del bulbo respecto al disco se produce en $l = 15^\circ$, $b = -6^\circ$ y $R=2245$ pc, donde la contribución del bulbo es $\rho_{\text{bulbo}}=5 \times 10^{-3}$ estrellas pc^{-3} . Como las gigantes K2III constituyen aproximadamente 10^{-4} veces el número total de estrellas, obtenemos para el bulbo $\rho_{K2III, \text{bulbo}}=5 \times 10^{-7}$ estrellas pc^{-3} , es decir, un 5% de la densidad de estrellas del *red clump*, lo cual es mucho menor que otros errores derivados del método. Considerando mayores valores de la elipticidad para el bulbo triaxial, como por ejemplo el propuesto por Bissant & Gerhard (2002), o el propio López-Corredoira et al. (2004b), daría aún menor contaminación. Esto se obtiene

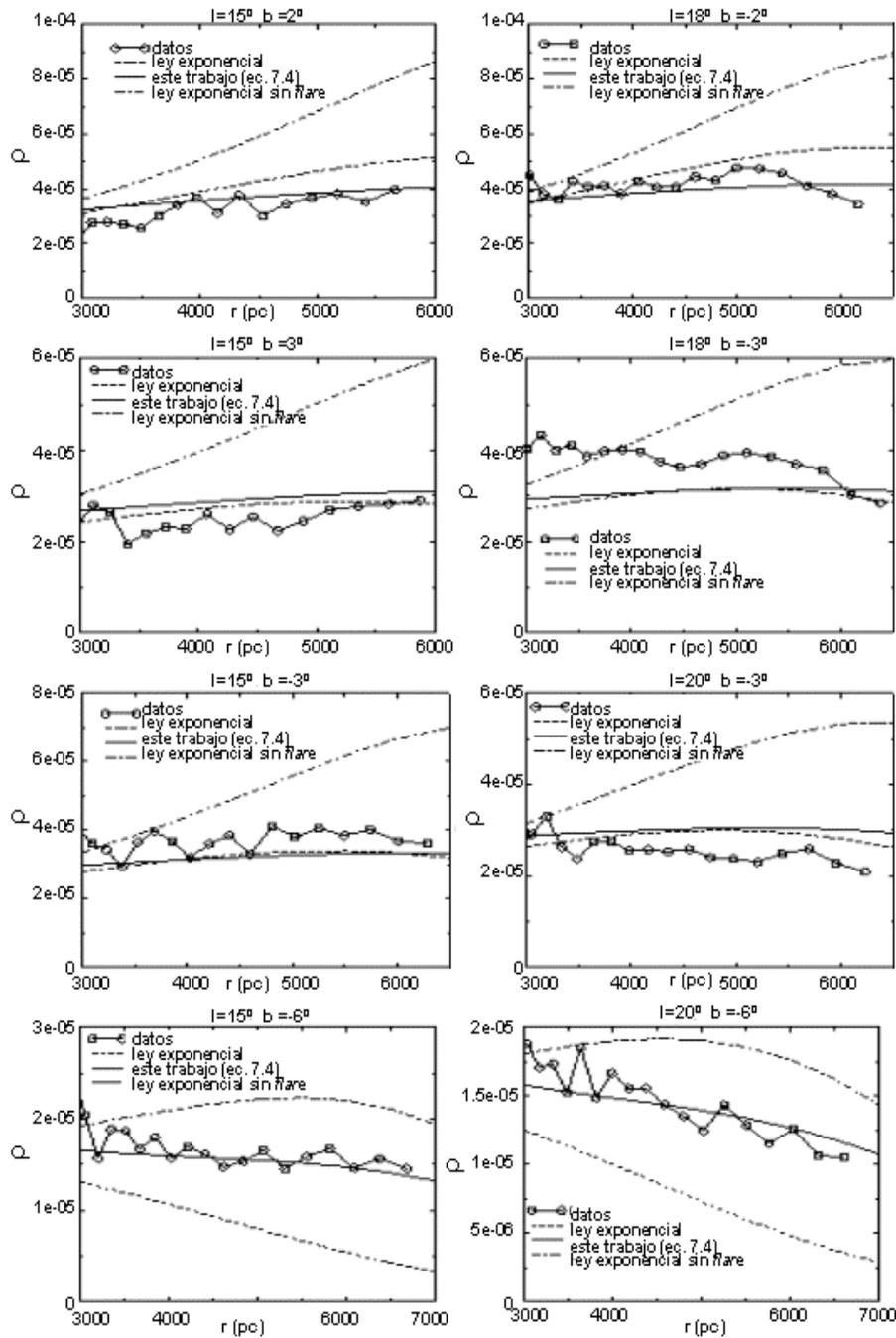


Figura 7.4: Densidades obtenidas a lo largo de las diferentes líneas de visión empleadas. Se observa que la extrapolación de la ley exponencial obtenida en el capítulo 6 (representado con línea de trazos) no es capaz de ajustar bien los datos, lo que implica que una extrapolación del *flare* (el descenso de h_z al disminuir R) no es correcta para el disco interno. Para ajustar estos datos, es necesario introducir una densidad casi independiente de R (representada en las gráficas con una línea gruesa continua).

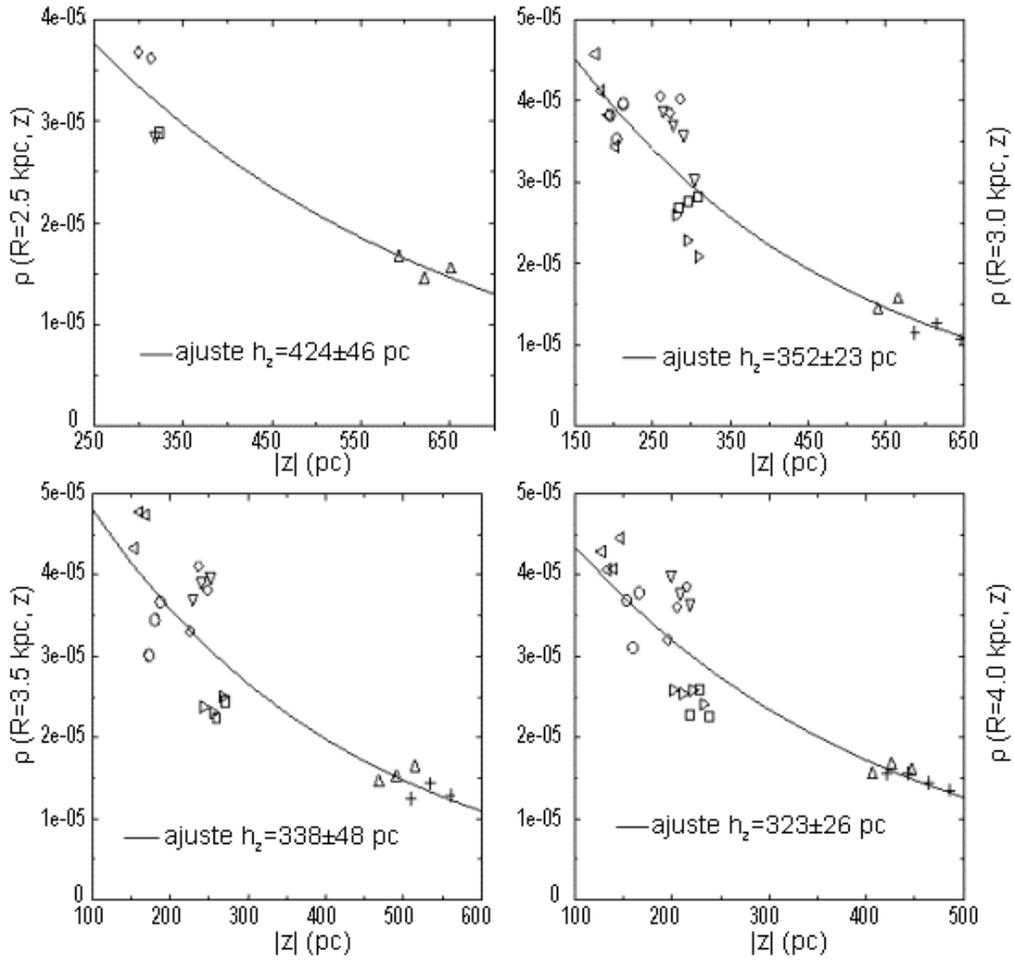


Figura 7.5: Densidad de las gigantes del *red clump*, $\rho_{K2III}(R, z)$, para $R = 2.5, 3.0, 3.5$ y 4.0 kpc. Los intervalos de R han sido tomados en pasos de 0.5 kpc y los datos de cada gráfica pertenecen al rango $R \pm 0.25$ kpc. Cada símbolo representa una línea de visión diferente: círculos: $l = 15^\circ, b = 2^\circ$; cuadrados: $l = 15^\circ, b = 3^\circ$; diamantes: $l = 15^\circ, b = -3^\circ$; triángulos hacia arriba: $l = 15^\circ, b = -6^\circ$; triángulos hacia la izquierda: $l = 18^\circ, b = -2^\circ$; triángulos hacia abajo: $l = 18^\circ, b = -3^\circ$; triángulos hacia la derecha: $l = 20^\circ, b = -3^\circ$; cruces: $l = 20^\circ, b = -6^\circ$. Los mejores ajustes frente a z se representan también en cada gráfica.

en el caso más favorable para el bulbo, con lo que para otras líneas de visión (l, b, R) la contaminación debida a esta componente será aún mucho menor.

Una vez conocida la variación de la escala de altura con R , $h_z(R)$, podemos calcular:

$$\rho_{K2III}(R, z = 0) \equiv \frac{\rho_{K2III}(R, z)}{e^{-\frac{|z|}{h_z(R)}}} \quad (7.2)$$

donde $h_z(R)$ se obtiene de la ec. (7.1) para $R < 5.9$ kpc y de la ec. (6.8) para $R > 5.9$ kpc, con el fin de mantener la continuidad de h_z . Esto se representa en la Figura 7.6. Como se observa, para $R > 5$ kpc la dispersión en los puntos es mayor, porque éstos provienen

de las cuentas de las estrellas más brillantes, que son las menos abundantes y por tanto presentan un mayor ruido poissoniano, y además poseen una mayor contaminación por gigantes M. Sin embargo es destacable cómo la dispersión de puntos para $R < 4$ kpc es muy baja, y que claramente la densidad no aumenta siguiendo una ley exponencial hacia el centro. Si la ec. (7.1), representativa de la escala en altura del disco interno, fuera errónea, la dispersión en los puntos para $R < 4$ kpc debería ser mayor porque estamos usando datos con $|b|$ entre 2° y 6° .

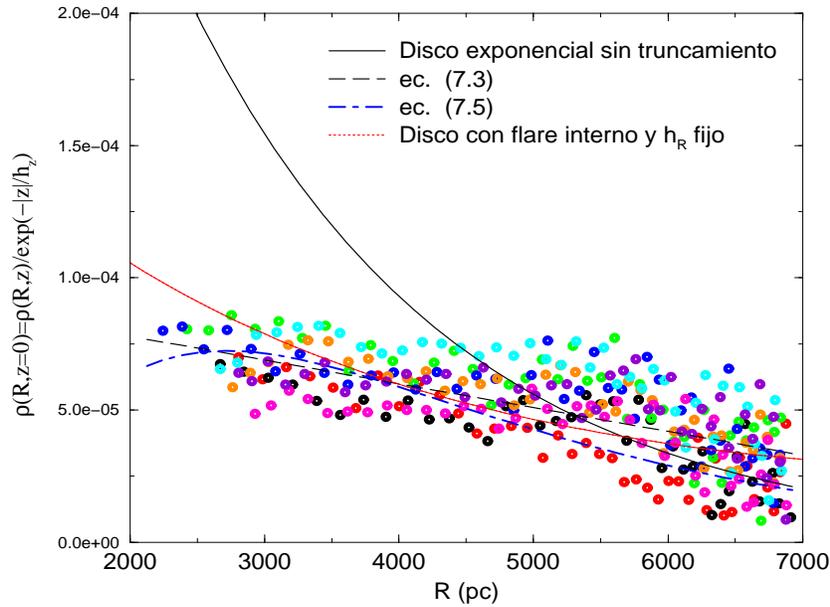


Figura 7.6: Densidad de estrellas del *red clump* en el plano, derivadas indirectamente de las cuentas usando la escala de altura $h_z(R)$ a partir de la ec. (7.1) para $R < 5.9$ kpc y a partir de la ec. (6.30) para $R > 5.9$ kpc. Se observa como los datos para $R > 5$ kpc ($r < 3$ kpc) son los que presentan mayores errores debido a la contaminación por gigantes M, y al ruido poissoniano en la cuentas. El modelo exponencial representado es una extrapolación del obtenido para el disco externo en el capítulo 6. Los datos representados corresponden con las 8 líneas de visión empleadas: $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ (rojo); $l = 15^\circ$, $b = 3^\circ$ (negro); $l = 15^\circ$, $b = -3^\circ$ (verde); $l = 15^\circ$, $b = -6^\circ$ (azul); $l = 18^\circ$, $b = -2^\circ$ (naranja); $l = 18^\circ$, $b = -3^\circ$ (añil); $l = 20^\circ$, $b = -3^\circ$ (magenta); $l = 20^\circ$, $b = -6^\circ$ (violeta).

Si ajustamos una ley lineal a la densidad mostrada en la Figura 7.6, obtenemos:

$$\rho_{K2III}(R, 0) = (4.57 \pm 0.33) \times [1 - 0.150 \pm 0.033(R(\text{kpc}) - 4)] \rho_{K2III, \odot} \quad (7.3)$$

para $2.25 \text{ kpc} < R < 4.25 \text{ kpc}$, donde $\rho_{K2III, \odot} = 1.31 \times 10^{-5}$ estrellas pc^{-3} es el valor obtenido en el capítulo 6 para la densidad de gigantes K en la vecindad solar. Este pequeño incremento de la densidad es claramente incompatible con una extrapolación de la ley exponencial obtenida para el disco externo. Aunque los datos hasta 2 kpc del centro muestran un ligero aumento de la densidad, una densidad constante también sería consistente con los errores sistemáticos ($\Delta\rho/\rho \sim 20\%$). Despreciando este ligero gradiente de la densidad con la distancia galactocéntrica a lo largo del plano, dado que los errores sistemáticos son mayores que esas pequeñas variaciones y además no podemos estar seguros que el gradiente es real, entonces podríamos considerar una densidad de una forma aún más simple:

$$\rho_{\text{K2 III}}(R, z = 0) \approx 5.1\rho_{\text{K2 III}, \odot} \quad (7.4)$$

para $2.25 \text{ kpc} < R < 4.25 \text{ kpc}$. Incluso podemos ajustar una ley mucho más compleja, como una exponencial modificada (que es la ley usualmente considerada para representar agujeros centrales en la distribución de la densidad), como la introducida, por ejemplo, por Lépine & Leroy (2000):

$$\rho(R, z = 0) = \rho_{\odot} e^{\left(\frac{R_{\odot}}{H} + \frac{H_2}{R_{\odot}}\right)} e^{-\left(\frac{R}{H} + \frac{H_2}{R}\right)} \quad (7.5)$$

donde $\rho_{\odot} = 1.31 \times 10^{-5} \text{ pc}^{-3}$ y $H = 1.97 \text{ kpc}$ es el valor obtenido para la escala del disco en el capítulo 6. El parámetro H_2 se calcula ahora con los nuevos datos (Figura 7.6), obteniéndose el mejor ajuste para:

$$H_2 = 3740 \pm 130 \text{ pc}. \quad (7.6)$$

Fuera de plano, el ajuste proporcionado por las ecs. (7.3) y (7.5), o mediante la combinación de las ecs. (7.4) y (7.1), es también aplicable, como se demuestra en la Figura 7.7. Se observa que para valores más pequeños de z , la densidad observada es claramente menor que la extrapolación de la ley exponencial del disco externo, mientras que para valores mayores de z la densidad aumenta hacia el centro mucho más rápidamente que la predicha por la extrapolación de una ley exponencial. Esto demuestra que el déficit de estrellas con respecto a la ley exponencial aplicable para el disco externo afecta a regiones cercanas al plano de la Galaxia.

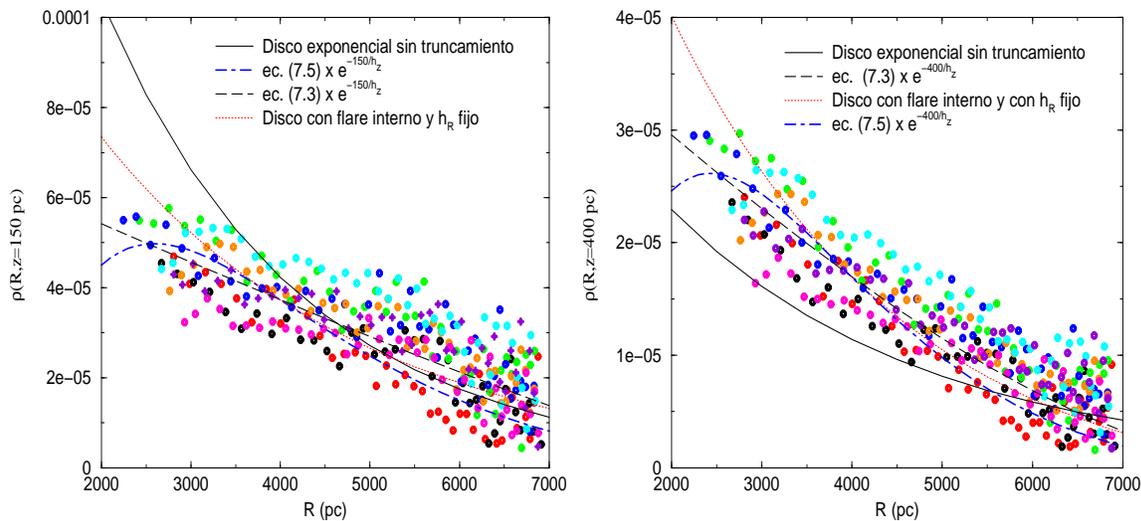


Figura 7.7: Densidad de estrellas del *red clump* a una altura fija $z = 150 \text{ pc}$ (*izqda.*) y 400 pc (*dcha.*), derivadas indirectamente de las cuentas usando la escala de altura $h_z(R)$ a partir de la ec. (7.1) para $R < 5.9 \text{ kpc}$ y a partir de la ec. (6.30) para $R > 5.9 \text{ kpc}$. Los símbolos son los mismos de la Figura 7.6.

Otra posibilidad que se puede plantear a la vista de los resultados anteriores es la posible existencia de un *flare* en el disco interno, el cual redistribuiría las estrellas del plano hacia regiones fuera del mismo. Para el disco externo, se consideró una distribución exponencial

para la densidad donde el *flare* afectaba tanto a la escala de altura (que aumenta con la distancia R) y a la propia longitud de escala del *flare* (que cambia de modo que la longitud de escala de la densidad espacial, H , permanezca constante). Sin embargo, el efecto observado para la densidad en el plano de la Galaxia interna puede ser interpretado por un disco interno afectado también por el *flare*. Si se considera un disco con una longitud de escala exponencial fija, e introducimos un *flare* que distribuya las estrellas verticalmente, descrito por la ec. (7.1), conservando en todo momento la masa, es decir, la densidad superficial estelar, se obtiene una ley radial para la densidad del disco consistente con las cuentas observadas. Considerando una longitud de escala fija de $h_R=2.4$ kpc, por ejemplo, se obtiene una buena concordancia entre la densidad observada y la predicha en el plano para el rango 2-8 kpc. Como comparación, en el capítulo 6 se obtenía una longitud de escala para la densidad superficial del disco de $h_R=3.2$ kpc para el disco externo ($R > 10$ kpc), aunque hay que tener en cuenta que la escala del *flare* cambia a medida que la escala intrínseca del disco hace lo propio.

A modo de ilustración, en la Figuras 7.6 y 7.7, se representan las densidades predichas para cuatro modelos diferentes:

- 1.- La extrapolación de la ley exponencial obtenida para el disco externo, ec.(6.6).
- 2.- Una ley lineal para $R < 4.25$ kpc, dada por la ec. (7.3).
- 3.- Una ley exponencial modificada dada por la ec. (7.5).
- 4.- Un disco con escala de longitud fija para la densidad superficial, que sufre el efecto de un *flare* interno:

$$\rho(R, z) \approx \rho_{\odot} e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{2.4 \text{ kpc}}} e^{-\frac{|z|}{(509-48R(\text{kpc}) \text{ pc})}} \frac{285 \text{ pc}}{h_z(R)}, \quad (7.7)$$

En todos los casos, excepto para la extrapolación de la ley exponencial del disco externo se obtiene un buen ajuste entre las cuentas y las predicciones de los modelos. Fuera del plano la situación es la misma, donde los tres últimos modelos siguen representando bien la misma densidad de estrellas (Figura 7.7). Sin embargo, hay diferencias sustanciales entre un *flare* vertical y un agujero en la distribución estelar del disco interno (este último considerado como un déficit de estrellas respecto a la exponencial). Mientras que el primero mantiene constante la columna de densidad vertical en cuanto a número de estrellas se refiere, un agujero del modo definido aquí justo haría lo contrario, disminuir dicha densidad columnal, apareciendo a ojos de un posible observador externo que contemplara la Galaxia desde uno de sus polos como un déficit real de la distribución estelar de las zonas internas.

7.2.1 Densidad a partir de datos del 4° cuadrante

La forma del déficit debe ser simétrica en torno al Centro de la Galaxia, por lo que deberá ser posible detectarlo observando campos ubicados en el cuarto cuadrante de la Galaxia ($330^{\circ} < l < 360^{\circ}$). A la hora de realizar el análisis anterior, los datos disponibles del survey 2MASS correspondían al 2IDR del mismo, y no proporcionaban datos correspondientes a regiones cercanas al plano para este cuadrante. A partir de marzo de 2003, no obstante,

la totalidad de los datos de 2MASS fueron hechos públicos, por lo que se pudo disponer entonces de datos para este rango de longitudes.

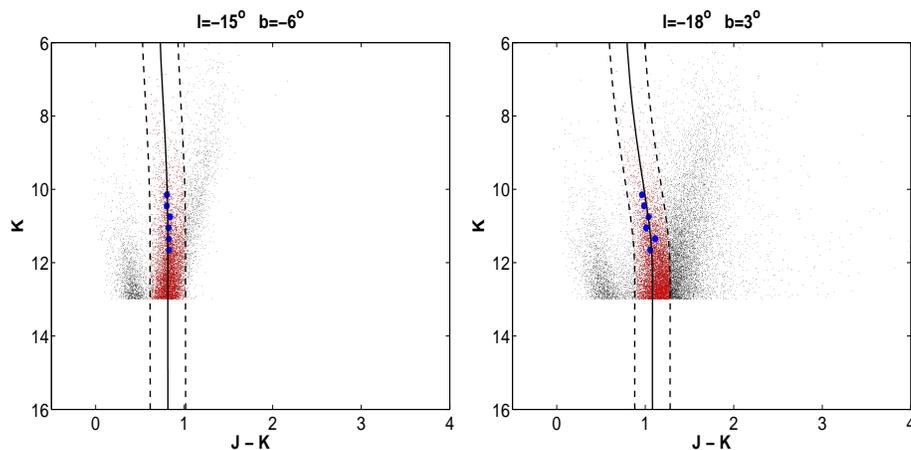
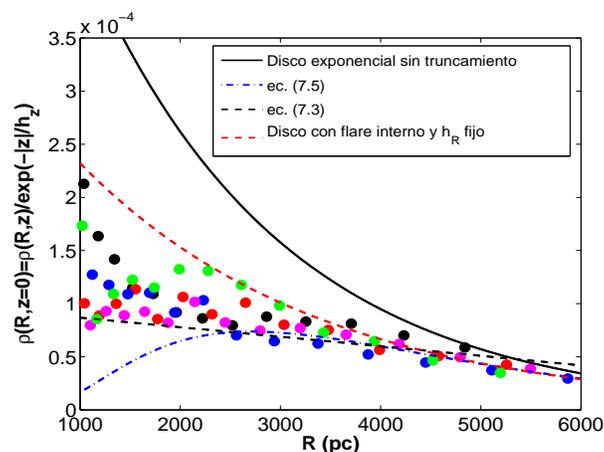


Figura 7.8: DCM para dos líneas de visión seleccionadas en el cuarto cuadrante de la Galaxia. Como hasta ahora, la línea continua marca la traza asignada para las gigantes K, y las discontinuas los límites para la extracción de las estrellas del *red clump*.

A fin de verificar el resultado obtenido, se tomaron campos en la región $-20^\circ < l \leq -15^\circ$, $|b| \leq 6^\circ$. Al igual que antes, tratamos de evitar al máximo la contaminación por otras componentes, como la barra y el bulbo, y de paso, trataremos de cubrir el mayor rango de distancias galactocéntricas posible. La forma de obtener las densidades, así como su extrapolación para determinar el valor de $\rho(R, z=0)$ es exactamente igual que antes, por lo que no es necesario repetirlo otra vez. El resultado obtenido de este modo se muestra en la Figura 7.9. Como se ve, nuevamente se obtiene una densidad que para $R < 4.5$ kpc se aleja claramente de la ley exponencial extrapolada del disco externo, mientras que las leyes obtenidas por las expresiones (7.3) y (7.5) ajustan bastante bien los datos. Una vez más, la posibilidad de un posible *flare* interno no debe descartarse, ya que se obtiene también un buen ajuste usando la expresión (7.7).

Figura 7.9: Densidad de estrellas del *red clump* en el plano, derivadas indirectamente de las cuentas usando la escala de altura $h_z(R)$ a partir de la ec. (7.1) para $R < 5.9$ kpc y a partir de la ec. (6.30) para $R > 5.9$ kpc, a partir de campos ubicados en el cuarto cuadrante. Los modelos representados son los mismos que en las Figuras 7.6 y 7.7. Los datos representados corresponden a las 5 líneas de visión empleadas: $l = -15^\circ$, $b = 2^\circ$ (negro); $l = -15^\circ$, $b = 3^\circ$ (rojo); $l = -15^\circ$, $b = -6^\circ$ (azul); $l = -18^\circ$, $b = 3^\circ$ (magenta); $l = -18^\circ$, $b = -3^\circ$ (verde).



Este resultado, sirve de soporte para las principales conclusiones que se obtienen en este capítulo para la estructura estelar del disco interno, y excluyen la posibilidad de que el déficit de estrellas detectado sea resultado de alguna inhomogeneidad tanto en la estructura estelar interna como en la distribución de la extinción en las zonas centrales del disco Galáctico.

7.2.2 Efectos debido a la extinción irregular en la zona central de la Galaxia

Hemos visto que el defecto observado en las fuentes de la Galaxia interna no puede explicarse en términos de una posible contaminación en las cuentas por estrellas de otras poblaciones diferentes a las gigantes K. Esto lo que produciría sería un aumento de la densidad, nunca la haría disminuir. Sin embargo, queda por verificar si la posible pérdida de estrellas en la extracción de las gigantes del diagrama, por efectos de extinción que hagan que el ancho de 0.4 mag elegido para la extracción sea insuficiente, es en verdad un factor importante que pueda estar afectando de modo notable a las densidades extraídas.

La extinción obtenida mediante el método de las gigantes K se corrige en promedio, ya que consideramos el valor correspondiente al pico gaussiano ajustado en cada intervalo de magnitud considerado. Podríamos plantearnos entonces cuál será el efecto que la extinción irregular (*patchy*), es decir, las fluctuaciones de la extinción A_K respecto al promedio considerado (caracterizada por una dispersión σ_{A_K}), pudiera tener en las densidades extraídas de los DCM. El efecto que produciría sería una dispersión adicional en las magnitudes aparentes de las estrellas del *red clump* (que siempre que sea menor que ~ 0.3 mag no tiene efectos apreciables en la distribución exponencial), junto con una dispersión adicional en el enrojecimiento, que puede traer consigo la pérdida de algunas estrellas que, aún perteneciendo al *red clump* se desplazan en el diagrama a una posición que queda fuera del ancho de la traza elegida para la extracción de las estrellas, que como hemos visto es de 0.4 mag.

Como la dispersión intrínseca en colores es de en torno a 0.2 mag, la dispersión adicional con respecto a la posición central de la traza puede obtenerse, a partir de $\Delta(J - K) = 1.52A_K$ (Rieke & Lebofsky 1985), como:

$$\sigma_{(J-K),\text{central}} = 1.52\sigma_{A_K} - \frac{\sigma_{A_K}}{\left(\frac{dm_K}{d(J-K)}\right)} \quad (7.8)$$

donde el primer término da el valor absoluto del enrojecimiento, y el segundo da la variación del color del centro de la traza correspondiente a la dispersión adicional que tratamos de estimar. $\frac{dm_K}{d(J-K)}$ nos da la ecuación correspondiente al centro de la traza, que siguiendo la relación entre la magnitud aparente y la extinción, equivale a:

$$\frac{dm_K}{d(J-K)} = \frac{\frac{dm_K}{dr}}{\frac{d(J-K)}{dr}} = \frac{\frac{5 \log_{10} e}{r} + \frac{dA_K}{dr}}{1.52 \frac{dA_K}{dr}} = 0.658 + \frac{1.43}{r} \frac{dA_K(r)}{dr} \quad (7.9)$$

De este modo, por ejemplo para $r=5$ kpc en la dirección $l = 15^\circ$ $b = 2^\circ$ (que corresponde a una distancia $R=3.4$ kpc) tenemos que $\sigma_{(J-K),\text{central}} = 1.13\sigma_{A_K}$. Para valores mayores de r , que suponen valores menores de R , el efecto es algo menor porque el segundo término de la ec. (7.8) se vuelve más importante: por ejemplo, $\sigma_{(J-K),\text{central}} = 0.97\sigma_{A_K}$, para $r=7$ kpc. Este ensanchamiento adicional de la distribución produce una pérdida de estrellas para un

ancho fijo considerado para la extracción. Suponiendo que este ensanchamiento adicional, y el ensanchamiento intrínseco de las gigantes K, son ambos gaussianos, la fracción de estrellas perdidas puede estimarse fácilmente. En la Figura 7.10 se muestran los resultados para el caso de $l = 15^\circ$ $b = 2^\circ$.

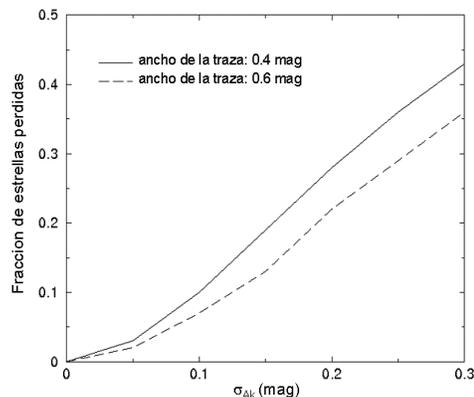


Figura 7.10: Fracción de estrellas perdidas debido a la dispersión en la extinción para el campo $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ para $r = 5$ kpc. Se han considerado dos valores para el ancho de la traza de las gigantes K2 III. El valor considerado para la extracción final es el nominal de 0.4 mag.

También hemos realizado una simulación de Monte Carlo, con las leyes de densidad expuestas en §5.5.5, pero ahora añadiendo el efecto de la extinción irregular. Como se observa en la Figura 7.11, sólo en casos donde $\sigma_{A_K} = 0.6A_K$ o mayor, el efecto de estas fluctuaciones en la extinción es importante. Para determinar la verdadera significancia del mismo, se hace necesario evaluar la dispersión de esta extinción. Examinando los mapas de extinción A_V de Schultheis et al. (1999) y de López-Corredoira et al. (2001a), para $|l| < 20^\circ$, $|b| < 2^\circ$ se observa que existe una dispersión, debida tanto a efectos de parcheado como de gradiente en la propia extinción, de un 20% con respecto a la extinción promedio, casi independientemente de qué región del centro de la Galaxia se considere.

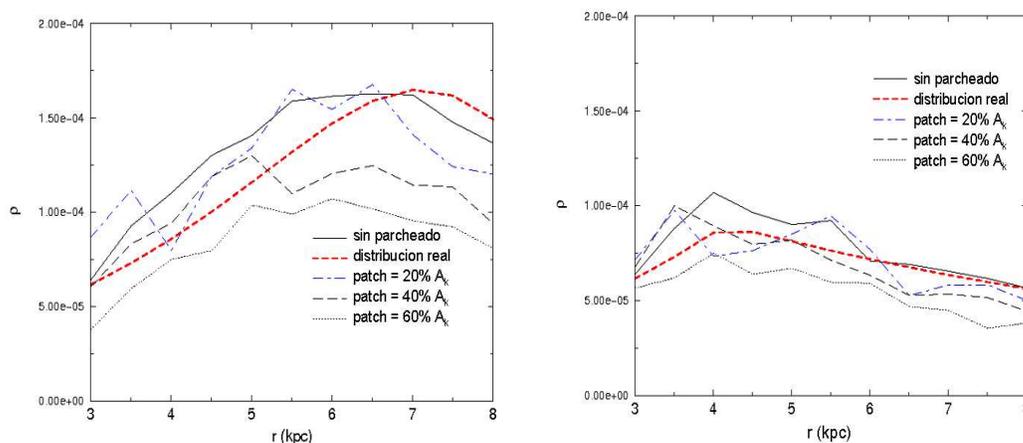


Figura 7.11: Densidad a lo largo de la línea de visión para el campo $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$, para dos posibles leyes de densidad: Un disco exponencial como el de la ec. (5.12) (*izqda.*), o una densidad constante para $R < 4$ kpc como el de la ec.(5.13) (*dcha.*). Se comparan los resultados obtenidos de aplicar el método de las gigantes K a distintos DCM sintéticos generados considerando distintos valores del parcheado de la extinción: $\sigma_{A_K} = 0, 0.2A_K, 0.4A_K, 0.6A_K$.

Lada et al. (1999) mostraron que las variaciones a través de la nube IC 5146 para cada estrella del fondo debido a fluctuaciones a pequeña escala (una vez eliminados los gradientes a gran escala) son menores de un 18% respecto a la extinción promedio. Si para la Vía Láctea esto fuera correcto en términos generales, indicaría que las variaciones en la extinción están limitadas como máximo a un valor de $\sigma_{A_K} = 0.2A_K$, o incluso menos si integramos a lo largo de una línea de visión que pase a través de muchas nubes, cosa muy frecuente cuando nos encontramos en el plano Galáctico.

Como la región considerada para este test tiene una extinción promedio de 0.5 mag, esto supone $\sigma_{A_K} = 0.1$ mag, es decir una pérdida de un 10% de las estrellas considerando un ancho de 0.4 mag (para un ancho mayor, por ejemplo 0.6 mag, la pérdida es aún menor, de tan solo un 7%). Esto es prácticamente igual para cualquier r entre 5 y 6.5 kpc (R entre 2.3 y 3.5 kpc). Además éste es el peor caso de los posibles, porque se trata de la línea de visión donde existe mayor extinción, por lo que para las otras, al sufrir menor extinción, menor será también el efecto del parcheado. Un modelo con un importante déficit de estrellas como el considerado aquí, supone una diferencia de un 60-70% de estrellas con respecto a una ley exponencial para esta latitud. Sería necesario un valor de $\sigma_{A_K} = 0.4$ mag, o sea, cuatro veces nuestra estimación, para explicar un déficit de tal magnitud.

También debe ser tenido en cuenta el efecto del gradiente de extinción. Para la región más afectada por extinción, $l = 15^\circ$ $b = 2^\circ$, el efecto del gradiente de extinción debido a la variación de b entre 1.5° y 2.5° es:

$$\frac{\sigma_{A_K}}{A_K} = \frac{\Delta b}{2\sqrt{3}} \frac{d(\ln A_K)}{db} \quad (7.10)$$

donde $\frac{d(\ln A_K)}{db} \approx 0.49$ (Wainscoat et al. 1992). Por tanto, el gradiente de extinción produce una dispersión de $\sigma_{A_K} \approx 0.07$ mag, la cual aunque ciertamente no es gaussiana puede ser aproximada por esta función, produciendo una pérdida de un 5-7% de estrellas, según se observa en la Figura 7.10, lo cual puede considerarse poco relevante.

Hemos realizado también un último test a fin de verificar que la pérdida de estrellas por la elección de una traza de 0.4 mag de ancho no es la responsable del descenso de la densidad para el disco más interno. De este modo, hemos aplicado el método de las gigantes K variando el ancho de la traza para la extracción de las gigantes, lo que supone que aumente la contaminación por otras poblaciones: enanas y gigantes M. Así, hemos obtenido las expresiones (7.1) y (7.3) considerando un ancho de 0.6 mag para la extracción, en lugar de 0.4 mag, con el siguiente resultado:

$$h_z = (282 \pm 9) - (48 \pm 15) \times [R(\text{kpc}) - 4] \text{ pc}$$

$$\rho_{K2\text{III}}(R, z = 0) = (5.55 \pm 0.34) \times [1 - 0.024 \pm 0.020(R(\text{kpc}) - 4)] \rho_{K2\text{III}, \odot} \quad (7.11)$$

para $2.25 \text{ kpc} < R < 4.25 \text{ kpc}$, lo cual es más o menos compatible con lo obtenido anteriormente, (ec. (7.1)).

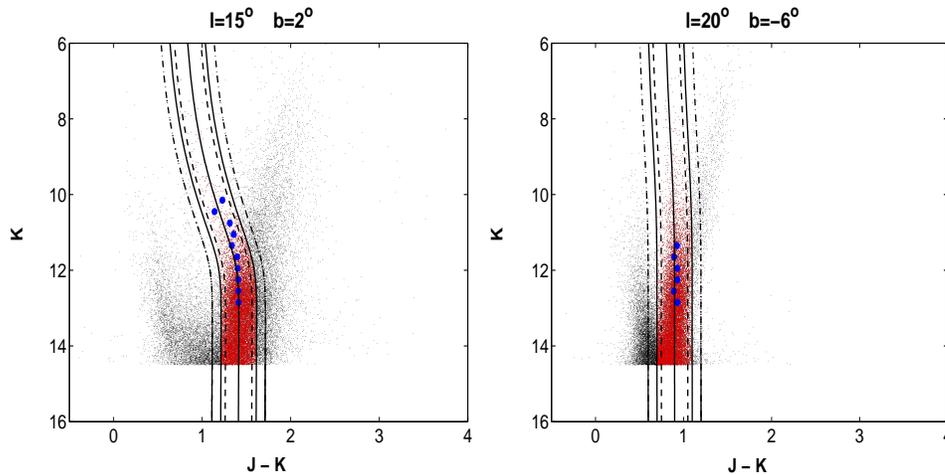


Figura 7.12: DCM para las líneas de visión $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ (izqda.) y $l = 20^\circ$, $b = -6^\circ$ (dcha.). La línea continua señala la traza que asignamos a la población de gigantes del *red clump* y los límites para la extracción para un ancho de 0.4 mag. Las líneas discontinuas muestran los límites para un ancho para la extracción de 0.3 mag, mientras que las líneas de puntos muestran los límites para un ancho de 0.6 mag.

Si por el contrario reducimos el ancho de la traza para la extracción a un valor de 0.3 mag, en vez de aumentarla, obtenemos entonces:

$$h_z = (325 \pm 16) - (49 \pm 21) \times [R(\text{kpc}) - 4] \text{ pc}$$

$$\rho_{K2\text{III}}(R, z = 0) = (5.15 \pm 0.40) \times [1 - 0.165 \pm 0.037(R(\text{kpc}) - 4)] \rho_{K2\text{III}, \odot} \quad (7.12)$$

nuevamente para $2.25 \text{ kpc} < R < 4.25 \text{ kpc}$. Hay pequeñas diferencias debidas seguramente a las irregularidades en la extinción, que afecta más en el caso de un ancho de 0.3 mag. Sin embargo, estas diferencias no cambian ninguna de las conclusiones.

Por otro lado, un posible error en la caracterización de la magnitud absoluta de la población de las K2III, no puede ser responsable del comportamiento observado, dado que se ha demostrado en el capítulo 5 que el valor de la magnitud absoluta de las estrellas del *red clump* es bastante estable. De hecho, una mala estimación de esta magnitud absoluta únicamente desplazaría la posición del comienzo de esta distribución no exponencial, pero nunca cambiaría la forma observada en la densidad.

En cualquier caso, bien debido a un agujero central en la distribución estelar, o bien a un disco con un *flare* interno, existe claramente un déficit de gigantes K2III en la zona central del plano Galáctico. Aunque debemos tratar con cuidado estos resultados, creemos que esto demuestra la posibilidad de una distribución de la densidad estelar del disco interno diferente a una exponencial simple, como sí ocurre en el caso del disco externo. Un aspecto interesante a la hora de caracterizar este déficit de estrellas es que éste afecta principalmente a alturas bajas sobre el plano, es decir, regiones de baja latitud, porque las mayores escalas de altura de las regiones centrales compensa este déficit al movernos a mayores latitudes (como se observa en la Figura 7.7). Este resultado parece coincidir con el hecho de que el déficit no haya sido detectado al observar las *ventanas de Baade* (localizadas a una latitud $b = -3.9^\circ$) (Kiraga et al. 1997). Para valores mayores de z no sólo no se observa este déficit, sino que se obtiene un exceso en las cuentas respecto a las predicciones de una ley exponencial (como se

ve por ejemplo en la Figura 7.7 para $z=400$ pc). Presumiblemente, el déficit de estrellas está concentrado en regiones cerca del plano, donde el material perteneciente al disco está siendo barrido por el movimiento de la barra Galáctica (Athanassoula 1992; López-Corredoira et al. 2001a).

7.3 Cuentas estelares en el infrarrojo cercano

Una densidad plana en el disco central también deberá dejar su impronta en las cuentas estelares, de forma que es esperable obtener un déficit respecto a las predicciones de una ley exponencial, del mismo modo que ocurre con la densidad de gigantes K. Las cuentas estelares hasta magnitud $m_K=9$ son representativas de la población vieja y son apropiadas para el estudio de las regiones centrales de la Galaxia. Obtener cuentas más profundas carece de sentido porque estarían dominadas por las fuentes locales del disco (Garzón et al. 1993).

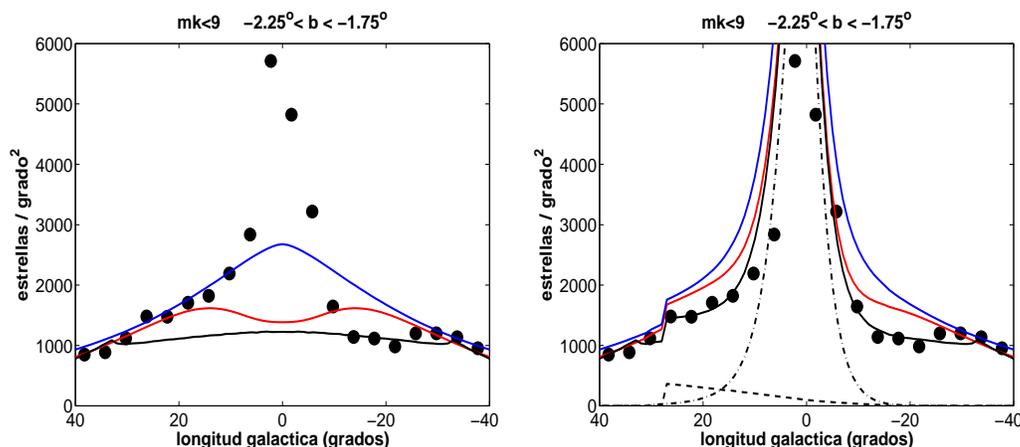


Figura 7.13: Cuentas estelares de 2MASS para $m_K < 9$. Se representan tres posibles modelos de disco: en negro la ley dada por la ec. (7.3), en azul la ley exponencial modificada dada por la ec. (7.5) y en rojo la extrapolación del disco exponencial obtenido para el disco externo. Se ve que mientras que las dos primeras ajustan razonablemente bien las cuentas, la última predice un exceso de cuentas que se acentúa más cuando se introducen las otras componentes presentes en la zona interna de la Galaxia, como el bulbo (línea de puntos) y la barra (línea discontinua) (*dcha.*). Todos los modelos han sido normalizados, los de disco para reproducir las cuentas en el rango $40^\circ < |l| < 80^\circ$, y el de la barra para reproducir las cuentas en $l = 27^\circ$.

Consideramos entonces tres modelos diferentes de disco. Por un lado, un modelo exponencial correspondiente a la extrapolación del obtenido para el disco externo. Por otro, un modelo con densidad prácticamente constante para $R < 4.25$ kpc siguiendo la ley representada por la ec. (7.3), mientras que para $R > 6$ kpc consideramos la ley exponencial del disco externo. Finalmente, un modelo de disco global, que emplea una ley exponencial modificada de la forma de la ec. (7.5). La función de luminosidad del disco empleada para todos los modelos ha sido la definida por Eaton et al. (1984), mientras que la distribución de la extinción ha sido tomada del modelo SKY (Wainscoat et al. 1992). Todos los modelos han sido normalizados para reproducir las cuentas en el rango $40^\circ < |l| < 80^\circ$. La extinción es muy pequeña, por lo que no debe influir sobremanera en los resultados, por lo que con-

sideraremos que la representación de doble exponencial para la extinción del modelo SKY es suficiente para nuestro propósito.

Consideraremos una región de las situadas ligeramente fuera del plano, ya que hemos visto que son las que se muestran más sensibles a la forma del disco (López-Corredoira et al. 2000), y consiguen que evitemos por un lado la contaminación en las cuentas debida a la barra Galáctica y por otro lado minimicemos cualquier posible efecto en la extinción que haga menos claras las conclusiones sobre el disco. A la vista de la Fig. 7.13 se observa cómo los modelos que consideran una distribución casi plana de densidad, ajustan bastante bien las cuentas, mientras que las predicciones de la ley exponencial son demasiado altas (sobre todo en la zona correspondiente al cuarto cuadrante). Este exceso de las predicciones queda aún más claro si tenemos en cuenta las contribuciones del bulbo y de la barra (gráfico de la derecha). Para el bulbo, hemos tomado los resultados de López-Corredoira et al. (2000), tanto en la distribución de la densidad como en la función de luminosidad, mientras que para la barra, hemos supuesto un modelo simple siguiendo los resultados obtenidos con anterioridad por el grupo (Hammersley et al. 2000; López-Corredoira et al. 2001a; Picaud et al. 2003). Este modelo considera una barra con una anchura de 500 pc, semilongitud de 4 kpc, y un ángulo de posición de 43° . La distribución de densidad se supone constante a lo largo de la barra pero exponencial con la altura sobre el plano, con una escala de altura de 50 pc, como se obtuvo en Hammersley et al. (1994). La función de luminosidad usada es la misma que la del disco, pero la densidad ha sido normalizada para obtener el número total de cuentas en $l = 27^\circ$. Para ver aún mejor esto, hemos representado las predicciones de un modelo disco+barra+bulbo para cada caso por separado, comparando con las cuentas de 2MASS hasta $m_K=9$ (Figura 7.14).

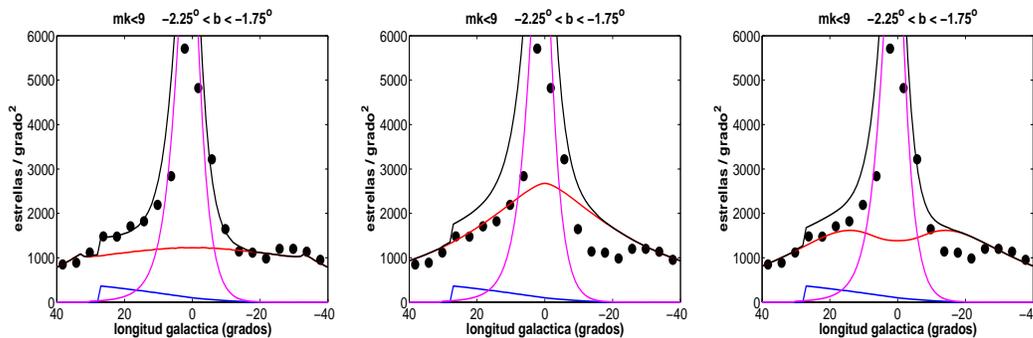


Figura 7.14: Cuentas estelares de 2MASS para $m_K < 9$, y las predicciones de un modelo global, que incluye disco (rojo), barra (azul) y bulbo (magenta), para las tres leyes de densidad del disco consideradas: la ley dada por la ec.(7.3) (izqda.), la ley exponencial modificada dada por la ec. (7.5) (centro) y la extrapolación del disco exponencial obtenido para el disco externo (dcha.).

En la Figura 7.13 se observa claramente un exceso de las cuentas para $|l| < 10^\circ$, debido al bulbo, y a una pequeña contribución de la barra. Esta contribución es la causante del ligero exceso de cuentas en las longitudes positivas frente a las negativas (López-Corredoira et al. 2001a). El mayor rasgo que encontramos en las cuentas estelares, favorable a considerar un disco interno truncado, es que encontramos una distribución plana de las cuentas entre $15^\circ < |l| < 30^\circ$ (más destacado en la parte negativa), y esto no puede ser ajustado por una ley exponencial. Esta distribución aparece también en los mapas de COBE/DIRBE a $2.2 \mu\text{m}$,

la cual al menos no decrece hacia el centro, para $15^\circ < |l| < 30^\circ$ y $b = 0^\circ$ (ver Figura 7.15).

7.3.1 Efecto de la extinción en las cuentas estelares

Para las cuentas en el infarrojo cercano, y en particular para $|b| = 2^\circ$, donde el déficit en la parte central es evidente (Figura 7.13), la extinción no es muy alta, por lo que parece poco probable que el comportamiento observado esté causado por un problema en el cálculo de la extinción. Por ejemplo, a $|l| = 15^\circ$ existe un déficit de un 30-45% en las cuentas respecto a las predicciones de una ley exponencial sin truncamiento interno, lo que supondría que debería haber un error de 0.3-0.4 mag en la extinción para poder explicar dicho déficit como un efecto debido al polvo. Comparando con el modelo empleado, la extinción total para el disco interno en $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ es 0.48 mag (hasta una distancia desde el Sol de unos 7.6 kpc). Esto es consistente con las estimaciones para el enrojecimiento obtenidas a partir de las estrellas del *red clump*, de modo que si observamos el DCM correspondiente a $l = 15^\circ$, $b = 2^\circ$ (Figura 7.12), obtenemos una extinción total de ~ 0.45 mag hasta esa distancia. Otras estimaciones independientes, como las derivadas de los mapas de Schultheis et al. (1999), dan una extinción de $A_V \approx 5-6$ mag para regiones en $7.5^\circ < l < 17.5^\circ$, $b = -1.75^\circ$, que equivale a 0.5-0.6 mag en la banda K, valor mucho menor que una extinción de $\sim 0.8-0.9$ mag o quizá más, necesaria para producir el déficit de estrellas observado. Aún más difícil de justificar, en caso de que recurramos a un efecto de extinción, es el hecho de obtener una distribución constante en las cuentas para $15^\circ < |l| < 30^\circ$. Es muy poco probable la existencia de un exceso en la extinción precisamente en una región donde conocemos que existe un agujero de gas/polvo a lo largo de la línea de visión. La extinción extra proporcionada por un anillo de gas con un radio de $\sim 3-4$ kpc daría una menor extinción para valores más bajos de $|l|$, ya que la línea de visión a través del anillo está más próxima a ser perpendicular que tangencial al mismo, y además el anillo sólo representará una contribución importante para $|b| < 1^\circ$ (López-Corredoira et al. 2001a). Todo esto hace muy poco probable que el déficit observado en las cuentas pueda ser explicado únicamente en términos de un problema de cálculo de la extinción.

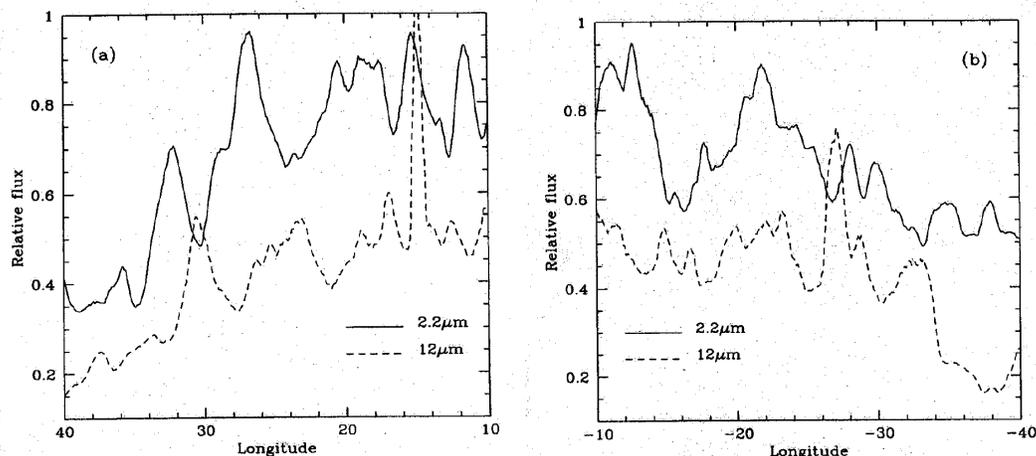
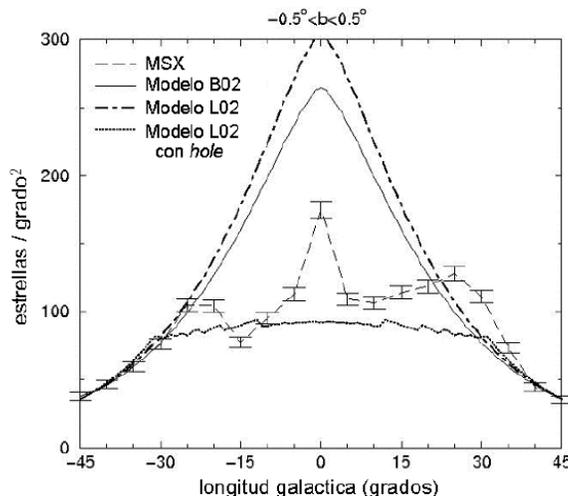


Figura 7.15: Distribuciones de flujo de DIRBE en $2.2\text{-}\mu\text{m}$ y $12\text{-}\mu\text{m}$ promediadas para $|b| < 1^\circ$. Las unidades de flujo son arbitrarias. (Hammersley et al. 1994, Figura 1)

7.4 Cuentas estelares en el infrarrojo medio

Podemos comparar también los modelos de disco con cuentas de estrellas brillantes en el plano en el rango del infrarrojo medio, lo que supone que se trata de una población joven. En el infrarrojo medio la extinción es prácticamente nula, aproximadamente 70 veces menor que en la banda V, incluso en el plano, lo que supone que la extinción en el plano es de típicamente 0.1-0.2 mag en el infrarrojo medio, excepto en las regiones centrales, donde puede alcanzar valores de 0.4 mag.

Figura 7.16: Cuentas de MSX en el plano hasta magnitud 3 en $14.6 \mu\text{m}$. Se representan modelos de Bissantz & Gerhard (2002, B02) y la extrapolación del modelo obtenido para el disco externo hacia el centro (López-Corredoira et al. 2002, L02), tanto con una distribución de densidad exponencial como con una distribución plana de densidad. Los tres modelos han sido normalizados en $l = 45^\circ$. Está claro que el déficit de estrellas observado en la población joven es evidente. Los modelos representan sólo al disco de la Galaxia (sin barra, bulbo, o anillo), mientras que las cuentas incluyen todo lo que se encuentra a lo largo de la línea de visión, lo que explica los ligeros excesos en las zonas centrales.



Para comparar los modelos con las cuentas, se han obtenido las cuentas correspondientes a la banda de $14.6 \mu\text{m}$ de MSX hasta magnitud 3. Comparamos las cuentas con las predicciones del modelos de Bissantz & Gerhard (2002) (donde tanto la extinción como la función de luminosidad han sido tomadas del modelo SKY²) y también comparamos con las predicciones de la extrapolación del modelo de disco externo obtenido en el capítulo 6 (ver Figura 7.16). Se observa que ambos modelos fallan claramente al reproducir los datos observados para $|l| < 30^\circ$, donde se observa una distribución prácticamente plana en ese rango. En los datos de COBE/DIRBE a $12 \mu\text{m}$, una longitud de onda representativa del flujo de la población joven, también se observa una distribución plana en $10^\circ < |l| < 30^\circ$, $b = 0^\circ$ (Figura 7.15), en vez de un aumento hacia $l = 0^\circ$. Las comparaciones con los modelos muestran que la diferencia puede ser explicada por el truncamiento interno del crecimiento exponencial. El modelo obtenido aquí, y definido por la ec. (7.3) para $R < 4 \text{ kpc}$, sí que puede representar las cuentas observadas con cierta exactitud. Los errores en la extinción son muy bajos, por lo que no pueden explicar las diferencias observadas entre los datos y los modelos exponenciales. El bulbo, brazos espirales, anillo y la barra también suponen cierta contribución que no se tiene en cuenta aquí, pero sin embargo, esta contribución produciría un aumento en las cuentas y nunca un descenso en las mismas, por lo que la interpretación de que existe un déficit apreciable de estrellas es bastante firme. No se ha hecho ningún

²En este caso, no emplearemos la función de luminosidad de Eaton et al. (1984) al ser ésta una función de luminosidad empírica derivada en el infrarrojo cercano y estamos tratando de obtener predicciones en el infrarrojo medio, rango donde SKY es más preciso.

intento de ajustar las cuentas en otras latitudes dado que necesitaríamos conocer la escala en altura y el *flare* de la población observada con MSX en $14.6 \mu\text{m}$, principalmente población joven, y eso es aún desconocido hoy en día.

7.5 Conclusiones

- Existe un déficit de estrellas respecto a las predicciones de un disco exponencial en la zona interna del disco de la Vía Láctea, en la región $2.25 < R < 4 \text{ kpc}$. La densidad en el plano ($b \approx 0^\circ$, $z \approx 0$) es prácticamente independiente de R , en vez de ser una ley exponencial del tipo $\rho(R) \propto \exp(-R/h)$.
- Existe un ligero aumento de la escala en altura en la zona central del disco, que puede aproximarse por $h_z = 509 - 48R(\text{kpc}) \text{ pc}$, de forma que el efecto combinado del déficit de estrellas en el plano y una mayor escala de altura produce un importante déficit de estrellas para regiones a baja latitud galáctica, aunque no para regiones a alta latitud.
- La densidad puede ser representada por una ley del tipo:

$$\rho(R, z) \approx (5.1 \pm 0.6) e^{\frac{-|z|}{(509 \pm 67) - (48 \pm 20)R(\text{kpc})} \text{ pc}} \quad (7.13)$$

un resultado también compatible con un disco interno afectado por el *flare*, y con una longitud de escala fija de 2.4 kpc :

$$\rho(R, z) \approx \rho_\odot e^{\frac{-(R-R_\odot)}{2.4 \text{ kpc}}} e^{\frac{-|z|}{(509 - 48R(\text{kpc}) \text{ pc})} \frac{285 \text{ pc}}{h_z(R)}} \quad (7.14)$$

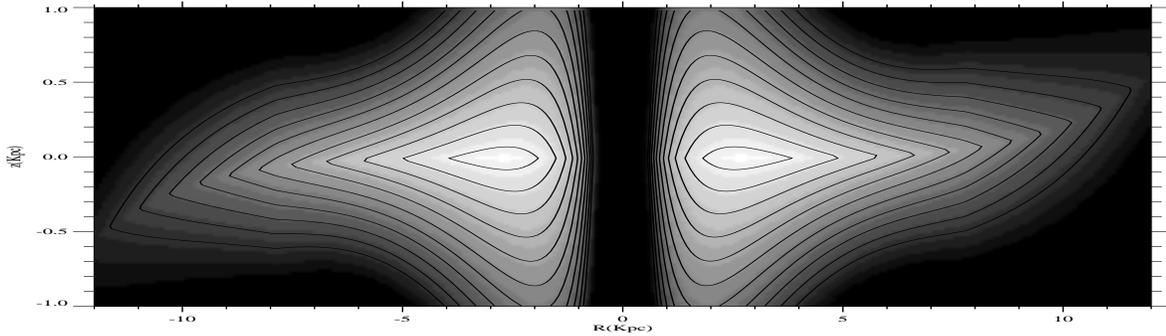


Figura 7.17: Diagrama de contornos para $\log_{10} \rho$ (estrellas pc^{-3}) de un posible modelo suave de disco, según la expresión (7.15) para $R < R_\odot$ y la obtenida en el capítulo 6 para $R \geq R_\odot$, en el plano YZ de la Galaxia (perpendicular a la dirección Sol-Centro Galáctico), con Y entre -12.0 y 12.0 kpc , y Z entre -1.0 y 1.0 kpc (la escala vertical de la gráfica está multiplicada por un factor 12). El contorno mínimo representa $\log_{10} \rho$ (estrellas pc^{-3}) = -2.1 , con una diferencia de 0.15 estrellas pc^{-3} entre dos contornos consecutivos.

La representación gráfica de estas leyes (ambas son numéricamente equivalentes) se encuentra en la Figura 7.17. Los números obtenidos presentan, no obstante, importantes errores sistemáticos ($\leq 15\%$ en la densidad entre latitudes 2° y 6°), por lo que los parámetros podrían cambiar, aunque no tanto como para permitir que ajuste

un disco puramente exponencial (que necesitaría de unos errores mayores del 70%). El déficit de estrellas es corroborado con las observaciones de cuentas estelares, y los parámetros obtenidos son sólo aplicables en regiones no muy alejadas del plano ($|b| < 6^\circ$).

- El déficit de estrellas afecta tanto a la población joven como a la población vieja, sin que se aprecien diferencias significativas en las distribuciones de las mismas derivadas a partir de los datos. Probablemente, una medida mucho más precisa de ambas distribuciones revelaría algunas diferencias, pero podemos afirmar con cierta precisión que el déficit de estrellas con respecto a la extrapolación de una distribución exponencial es probablemente una característica bastante estable del disco, que puede aparecer como resultado de la existencia de una barra que está barriendo las estrellas cercanas al plano.
- Podemos enunciar una expresión que comprenda los resultados obtenidos para el disco externo en el capítulo 6, válidos para $R > 6$ kpc, y los obtenidos aquí para el disco interno ($2.5 < R < 4$ kpc), con una transición suave entre ambos regímenes:

$$\rho(R, z) \approx \left[\rho_{\odot} e^{\left(\frac{R_{\odot}}{1970 \text{ pc}} + \frac{3740 \text{ pc}}{R_{\odot}} \right)} \right] e^{-\left(\frac{R}{1970 \text{ pc}} + \frac{3740 \text{ pc}}{R} \right)} e^{-|z|/h_z}, \quad (7.15)$$

con

$$h_z \approx 285 [1 + 0.21 \text{ kpc}^{-1} (R - R_{\odot}) + 0.056 \text{ kpc}^{-2} (R - R_{\odot})^2] \text{ pc} \quad (7.16)$$

La Figura 7.17 representa esta densidad a lo largo del plano YZ de la Galaxia, en la dirección perpendicular a la línea Sol-Centro Galáctico. Aunque esta ley no ha sido verificada en todos los rangos de distancias galactocéntricas (por ejemplo, en torno a $R=5$ kpc, o para $R < 2$ kpc), ésta puede ser empleada como una interpolación/extrapolación aproximada que modela el disco para $R < R_{\odot}$. Para el disco externo, es mucho más fiable obtener la ley de densidad derivada en el capítulo 6. En las partes más internas del disco ($R < 2$ kpc) la expresión (7.15) produce un agujero muy profundo y acusado en la distribución estelar, también observado en otros trabajos (Robin et al. 2003; Picaud et al. 2004). Desafortunadamente, no podemos estar seguros de la existencia de un agujero en esta región, ya que es difícil separar las contribuciones del disco y del bulbo en esta zona. No obstante, está claro que al menos entre 2 y 4 kpc el déficit de estrellas es significativo.

8

Disco grueso

La mayoría de estudios de la distribución de la densidad perpendicular al disco galáctico han derivado distribuciones que muestran un cambio significativo en su pendiente en torno a una distancia de 1-2 kpc sobre el plano. Fueron Gilmore & Reid (1983) los primeros en prestar atención a este fenómeno. En su trabajo, sugirieron que el exceso de estrellas a alturas de 1 kpc aproximadamente del disco galáctico representaban una población estelar diferente, el disco grueso (*thick disk*), relacionado posiblemente con estrellas de Población II intermedia. El cambio en la forma de la función de luminosidad con la altura sobre el plano indica que este disco grueso se compone de población vieja, con una metalicidad media compatible con la de los cúmulos globulares del disco (entre -0.6 y -0.7 dex.) (Robin et al. 1996; Buser et al. 1998,1999; Vallenari et al. 2000).

Desde la identificación de este disco grueso ha continuado el debate acerca de si efectivamente esas estrellas constituyen en realidad una población diferente (Gilmore & Wyse 1985; Gilmore et al. 1989; Carney et al. 1989), o simplemente se trata de la cola correspondiente a las estrellas con las mayores dispersiones de velocidad pertenecientes al disco viejo (Norris & Green 1989; Norris & Ryan 1991). En cualquier caso, este "disco extenso", con un elevado valor de escala en altura, comprende las estrellas más viejas del disco, que han sufrido un mayor proceso de scattering desde el plano de la Galaxia (Reid & Majewski 1993).

8.1 Parámetros del disco grueso

Los detalles de los parámetros físicos del disco grueso y la formación del mismo son actualmente incompletos. Por ejemplo, el valor de la longitud de escala para la densidad cubre un amplio rango de valores. Reid & Majewski (1993), analizando cuentas estelares en el Polo Norte Galáctico obtuvieron un valor de 700-2000 pc para la escala de altura (h_z) y una longitud de escala (h_R) de 3.5 kpc. Robin et al. (1996), por otro lado, obtuvieron valores de $h_z=760\pm 50$ pc y $h_R=2.8\pm 0.8$ kpc, empleando para ello una combinación de datos fotométricos y de movimientos propios. Spagna et al. (1996), también a través de medidas de movimientos propios y cuentas estelares en el óptico, obtuvieron un valor mayor para la escala en altura ($h_z=1137\pm 100$ pc), mientras que Ng et al. (1997), únicamente

con cuentas estelares, obtuvieron valores de $h_z=1000\pm 100$ pc y $h_R=4.5$ kpc. Los resultados actuales de los que disponemos, hablan de una longitud de escala de 3.0 ± 1.5 kpc y $h_z=910\pm 300$ pc (Buser et al. 1999), y aún más recientemente Ojha (2001) ha obtenido valores de $h_z=860\pm 200$ pc y $h_R=3.7^{+0.8}_{-0.5}$ kpc, a partir de cuentas estelares en el infrarrojo cercano, con datos procedentes del survey 2MASS, exactamente los mismos datos de los que disponemos para la realización de esta tesis.

Por contra, otros parámetros que caracterizan el disco grueso no son tan variables, y por ejemplo, encontramos que en todos los anteriores trabajos el valor de la densidad local del disco grueso puede estimarse aproximadamente como un $4.5\pm 2\%$ de la del disco delgado. Los distintos parámetros se encuentran enumerados en la Tabla 8.1, que es una extensión de la Tabla 5 de Buser et al. (1999).

Tabla 8.1: Determinaciones más actuales de los parámetros del disco grueso

Referencia	Método	ρ/ρ_\odot [%]	h_R [kpc]	h_z [pc]	[Fe/H] [dex]
Reid & Majewski (1993)	Review	2-11	3.5	700-200	-0.6
Gilmore et al. (1995)	estrellas F-G				-0.7
Robin et al. (1996)	cuentas estelares UBV y movimientos propios	5.6 ± 1	2.8 ± 0.8	760 ± 50	-0.7 ± 0.2
Spagna et al. (1996)	cuentas estelares BVR y movimientos propios	4.3		1137 ± 61	
Ng et al. (1997)	cuentas estelares BV	5.3	4.5	1000 ± 1000	[-0.75,-1.5]
Buser et al. (1998)	cuentas estelares RGU	5.4 ± 1.5	4.25 ± 1.0	1150 ± 150	-0.6 ± 0.4
Buser et al. (1999)	cuentas estelares RGU	5.9 ± 3	3.0 ± 1.5	910 ± 300	-0.6 ± 0.4
Reylé & Robin (2001)	cuentas estelares BVRI	6.2	2.5	800	-0.7
Ojha et al. (2001)	cuentas estelares JK	3.5 ± 2	$3.7^{+0.8}_{-0.5}$	860 ± 200	-0.7
Chen et al. (2001)	cuentas estelares gri	6.5-13		580-750	
Kerber et al. (2001)	cuentas estelares VI	4-8		800-1200	
Siegel et al. (2002)	cuentas estelares BVRI	6-10	3-4	700-1000	
Larsen & Humphreys (2003)	cuentas estelares POSS	2-3	4.7 ± 0.2	$(870-930)\pm(50-80)$	

En este capítulo de la tesis nos concentraremos en el análisis de esta componente Galáctica, tratando de obtener alguna estimación de los parámetros del disco grueso, empleando para ello las cuentas estelares de 2MASS, que cubren la totalidad del cielo, y permiten el acceso a los campos con altas latitudes necesarios para estudiar esta componente, así como con la aplicación del método de las gigantes del *red clump* descrito en el capítulo 5.

8.2 Análisis del disco grueso

Muchos son los métodos que han sido empleados para analizar la distribución de la densidad estelar del disco grueso. La mayor parte de éstos se basan principalmente en la identificación de una población específica que pueda ser usada como trazadora de la población del disco grueso. Sandage (1987), Friel (1987), Casertano et al. (1990), o Bergeat et al. (2002) usan estudios basados en medidas cinemáticas, datos de los que no disponemos para realizar esta tesis, pero también hay trabajos que combinan las cuentas estelares con el ajuste de modelos de estructura Galáctica, ya sea incorporando medidas de movimientos propios (Ojha et al. 1994a,b, 1996) o únicamente recurriendo a las cuentas propiamente

dichas y a las distribuciones de color (Yamagata & Yoshii 1992; Haywood et al. 1997; Ng et al. 1997; Buser et al. 1998, 1999; Ojha 2001; Siegel et al. 2002).

La obtención de cuentas estelares por sí solas no permite obtener algún resultado significativo. Al contrario, el modelo presentado en el capítulo 6 para la distribución de densidad del disco es capaz de reproducir razonablemente bien las cuentas a diferentes latitudes sobre el plano. Este hecho se produce por la introducción del efecto del *flare*, al que otros autores no prestan tanta atención. El *flare* hace que las estrellas se distribuyan a mayor altura a medida que nos alejamos del centro Galáctico (la escala en altura, h_z , aumenta con la distancia galactocéntrica), lo cual hace que se pueda seguir teniendo reflejo de la población perteneciente del disco aún a distancias importantes sobre el plano, sin que esto implique la presencia de una componente distinta (Figura 8.1).

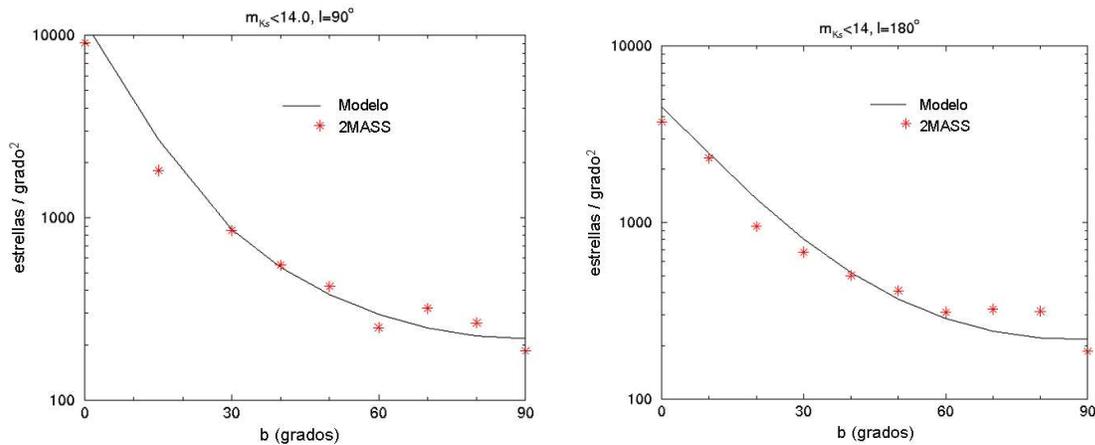


Figura 8.1: Variación de las cuentas estelares con la latitud galáctica para $l=90^\circ$ (izqda.) y $l=180^\circ$ (dcha.). Nótese como las predicciones del modelo de disco (obtenido sólo con regiones cercanas al plano) también reproduce aproximadamente las cuentas en esas regiones de alta latitud galáctica. Los datos provienen de las regiones de 2MASS, seleccionadas en un radio de 2 grados en torno a la posición central.

Esto nos lleva a tratar de encontrar un camino diferente para analizar el disco grueso a partir de las medidas fotométricas de 2MASS. Recuriremos entonces a la aplicación del método de las gigantes K en esta componente.

8.3 Distribución vertical de la densidad del disco grueso

En el capítulo 5 se describió en profundidad el método de las gigantes K para la obtención de leyes de densidad y extinción a lo largo de cualquier línea de visión. Aquí aplicaremos ese método al caso concreto del disco grueso.

Hemos tomado todos los campos que el *All Sky Release* de 2MASS proporciona en torno a 15° alrededor de los polos Galácticos, es decir, campos con $|b| > 75^\circ$ (lo que supone un área total de cielo de aproximadamente 1500 grados^2). Estos campos los hemos combinado en uno solo para poder obtener un número de estrellas suficiente para que el método de las gigantes K sea factible. Esto es posible porque la extinción es prácticamente despreciable

para latitudes tan altas como éstas, por lo que no se esperan diferencias apreciables al combinar los campos. Como se puede ver en la Fig.8.2, las gigantes K son fácilmente identificables en el DCM, formando una traza estrecha y prácticamente vertical en torno a $(J - K)=0.65$, lo que es debido a la baja extinción presente en estos campos. De hecho, con un color intrínseco de $(J - K)_0=0.61$, y siguiendo la ley de extinción interestelar de Rieke & Lebofsky (1985) obtenemos una extinción de tan sólo $A_K \sim 0.02$ mag.

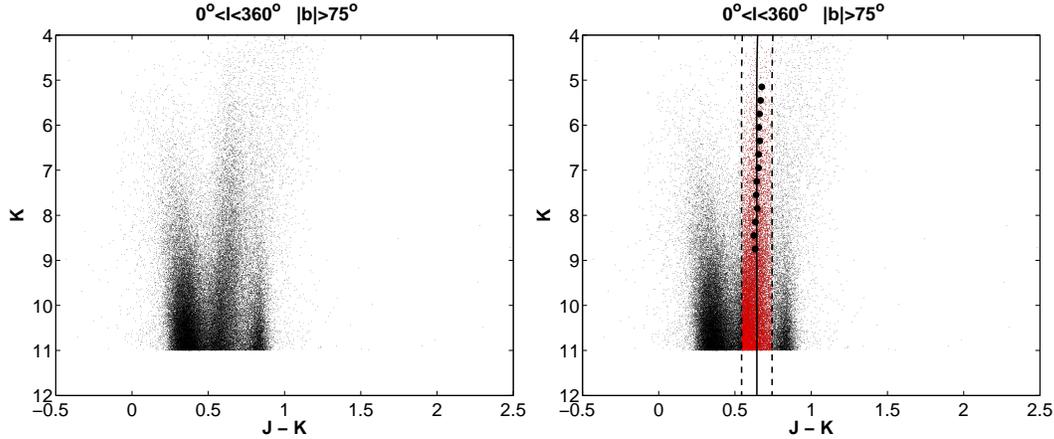
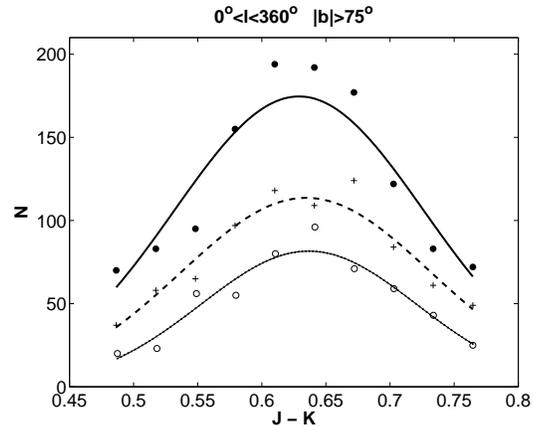


Figura 8.2: DCM obtenido combinando todos los campos de 2MASS situados a 15° entorno a los polos Galácticos (*izqda*). DCM mostrando la traza asignada a la población del *red clump*, a partir de los máximos del ajuste a gaussianas, y los límites de extracción para las estrellas (*dcha*).

Figura 8.3: Histogramas de cuentas (por unidad de color) junto con los correspondientes ajustes a gaussianas obtenidos para tres intervalos de magnitud fija: $m_K=9.85$ (puntos/línea continua), $m_K=9.25$ (cruces/línea discontinua), y $m_K=8.65$ (círculos/línea de puntos). En cada caso, $\Delta m = 0.3$ mag.



Las leyes de densidad, tanto para el disco fino como para el disco grueso, han sido históricamente representadas por una doble exponencial, tanto respecto a la distancia galactocéntrica, R , como respecto a la distancia sobre el plano, z :

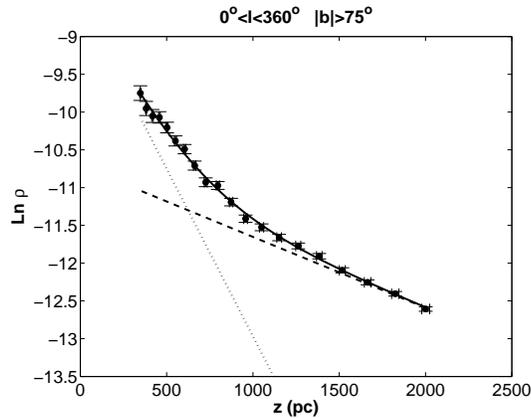
$$\rho_{THIN}(R, z) = \rho_{\odot, THIN} \exp\left(\frac{R - R_{\odot}}{h_{R, THIN}}\right) \exp\left(\frac{-|z|}{h_{z, THIN}}\right) \quad (8.1)$$

$$\rho_{THICK}(R, z) = \rho_{\odot, THICK} \exp\left(\frac{R - R_{\odot}}{h_{R, THICK}}\right) \exp\left(\frac{-|z|}{h_{z, THICK}}\right) \quad (8.2)$$

En el caso de los campos considerados aquí ($|b| > 75^\circ$), el valor de R se mueve entre 7.8 y 8.6 kpc, por lo que supondremos que los términos radiales de las ecuaciones (8.1)-(8.2) pueden despreciarse, independientemente del valor considerado para ambas longitudes de escala, $h_{R,THIN}$ y $h_{R,THICK}$, que sabemos presentan valores en el rango de 2-4 kpc. En rigor, esto supone un error en las estimaciones de la densidad del orden de un 5%, lo cual puede ser aceptable. Con esta suposición, podemos transformar la densidad obtenida del DCM en densidad respecto a la distancia sobre el plano. El resultado global se muestra en la Figura 8.4, donde se representa la densidad de estrellas del *red clump* frente z . Como se observa, el ajuste de una única exponencial (que en la gráfica equivaldría a un ajuste lineal) no reproduce adecuadamente el comportamiento observado. Sin embargo, al introducir una segunda exponencial en el ajuste, se obtiene un ajuste bastante más apropiado, con una componente dominando hasta una distancia de 500 pc sobre el plano (que identificamos con el disco fino) y otra dominando a distancias superiores a 1 kpc sobre el mismo (que asociaremos con el disco grueso). Estos ajustes se obtienen mediante una minimización estándar de χ^2 , y por tanto, sin hacer ninguna suposición a priori del rango de distancias sobre el plano donde cabe esperar encontrar cada una de las componentes. Los valores obtenidos, en estrellas pc^{-3} , a partir del ajuste de ambas componentes son:

$$\begin{aligned} \rho_{K2III,THIN}(z) &= (1.96 \pm 0.23) \times 10^{-4} \exp\left(\frac{-|z|}{225.41 \pm 27.98}\right) \\ \rho_{K2III,THICK}(z) &= (2.24 \pm 0.57) \times 10^{-5} \exp\left(\frac{-|z|}{1065.1 \pm 110.24}\right) \end{aligned} \quad (8.3)$$

Figura 8.4: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir del DCM. El mejor ajuste para la suma del disco fino (línea de puntos) y disco grueso (línea discontinua) se muestra como una línea gruesa. Las barras de error se han obtenido a partir del ruido Poissoniano en las cuentas y de la incertidumbre en la determinación en la distancia sobre el plano.



El valor obtenido para la escala de altura para el disco fino es consistente con la que se asigna normalmente a esta componente, en el rango canónico de 250-350 pc (Bahcall & Soneira 1984; Robin & Crézé 1986; Reid & Majewski 1993; Siegel et al. 2002; López-Corredoira et al. 2002). Para el disco grueso, obtenemos también un valor coherente con los que encontramos en la literatura, descritos en la Tabla 8.1.

8.3.1 Efecto de la metalicidad en el *red clump*

Al trabajar con paralajes fotométricos, como es este el caso, es necesario tener valores bien determinados tanto para la magnitud absoluta como para el color intrínseco de la

población considerada como trazador de distancias. Los valores correspondientes al *red clump* están bien definidos por estudios previos, como hemos visto en profundidad en el capítulo 5 (Alves 2000; Grocholski & Sarajedini 2002; Salaris & Girardi 2002; Pietryński et al. 2003). En el caso del disco fino (capítulos 6 y 7), hemos visto que no se aprecian importantes gradientes de metalicidad (Cameron 1985; Sarajedini et al. 1995) y que el rango de edades y metalicidades no afectan de modo sustancial a los valores de M_K y $(J - K)_0$ para el *red clump*. El disco grueso, por contra, se trata de una componente más vieja y de menor metalicidad descrita generalmente como aquella correspondiente al cúmulo 47 Tuc, es decir, $[Fe/H] = -0.7$ dex (Armandroff 1989; Liu & Chaboyer 2000). Las predicciones teóricas del modelo de Salaris & Girardi (2002) acerca de la dependencia de la magnitud absoluta del *red clump* con la edad y la metalicidad arrojan unas diferencias de entorno a -0.2 mag respecto al valor considerado en la vecindad solar (Salaris & Girardi 2002, Figura 3). Esta diferencia implica una incertidumbre en la distancia de $\sim 10\%$, aunque la precisión de las predicciones es de $0.1-0.15$ mag (Pietryński & Gieren 2002; Pietryński et al. 2003). Con esto en mente, podemos hacer un cálculo sencillo considerando una magnitud absoluta para el *red clump* de $M_K = -1.55 \pm 0.05$ para la metalicidad considerada para el *red clump*, un valor compatible con los resultados de las predicciones de los modelos y con la distribución observada (aunque siempre es preferible seguir las observaciones antes que las predicciones de cualquier modelo). Repitiendo el análisis, pero con $M_K = -1.55$, los resultados son muy similares a los de la ec. (8.3), con diferencias en los parámetros de $\sim 4\%$, un porcentaje que está incluido en las propias barras de error, y es por tanto aceptable.

$$\begin{aligned} \rho_{K2III,THIN}(z) &= (1.54 \pm 0.47) \times 10^{-4} \exp\left(\frac{-|z|}{255.3 \pm 16.37}\right) \\ \rho_{K2III,THICK}(z) &= (1.98 \pm 0.25) \times 10^{-5} \exp\left(\frac{-|z|}{1115.7 \pm 74.9}\right) \end{aligned} \quad (8.4)$$

Respecto a un posible gradiente en la metalicidad para el disco grueso, sabemos que hay menciones en la literatura a medidas empíricas del mismo, como en Trefzger et al. (1995) o Siegel et al. (2002), por citar algunos. Estos resultados abogan por una metalicidad de $[Fe/H] \approx -0.2$ dex para la vecindad solar y de $-0.55 < [Fe/H] < -0.33$ para distancias entre 1 y 2 kpc sobre el plano de la Galaxia, las mismas que consideramos aquí y que corresponden con la región donde el disco grueso es predominante. En este rango de metalicidades la magnitud absoluta de la población del *red clump* es casi constante, con correcciones menores que 0.1 mag de acuerdo con las predicciones del modelo de Salaris & Girardi (2002). Aunque la existencia de este gradiente vertical aún es discutido (Gilmore et al. 1995; Robin et al. 1996; Rong et al. 2001) y por tanto no es claro que exista tal gradiente, las estimaciones obtenidas aquí apoyan el que consideremos que el valor de la magnitud absoluta para el *red clump* no cambia apreciablemente con la metalicidad, y si lo hace, lo hace dentro del rango de error considerado para los parámetros, por lo que no cambia las conclusiones principales del análisis.

Un asunto más peliagudo es el intervalo de color seleccionado para la extracción de las estrellas del *red clump* a partir de los DCM. La magnitud absoluta del *red clump* en el filtro J es más sensible a la metalicidad y la edad que la magnitud absoluta en K, por lo que el color intrínseco $(J - K)_0$ depende tanto de la metalicidad como de la edad (Salaris

& Girardi 2002; Grocholski & Sarajedini 2002; Pietryński et al. 2003). El color $(J - K)_0$ que consideramos para el *red clump* no tiene gran influencia en el método ya que podemos suponer una extinción prácticamente nula (~ 0.02 mag según se desprende del DCM de la Figura 8.2), así que es una buena aproximación considerar el color $(J - K)$ observado para las estrellas del *red clump* como el valor correspondiente al color intrínseco $(J - K)_0$ de esta población. No obstante, el intervalo de color usado para extraer las estrellas del DCM podría estar excluyendo una fracción importante de estrellas, aquellas con metalicidades más bajas que $[Fe/H] = -0.8$ dex, que presentarían un color intrínseco de 0.5, un valor que trasladado al valor medido supone un $(J - K) = 0.53 \pm 0.03$, justo en el límite inferior de la extracción. Sin embargo, mediante una inspección visual de tanto el DCM (Figura 8.2) como de los histogramas de color obtenidos, bien para el rango de colores del *red clump* (Figura 8.5), como para la totalidad de los datos (Figura 8.9), observamos que el máximo de la población está bien definido y hay un número relativamente bajo de estrellas con un color $(J - K)$ muy lejos del grueso de la distribución de estrellas, bien centrado alrededor de $(J - K) \sim 0.65 \pm 0.1$ mag. Este resultado sugiere que la abundancia relativa de estas estrellas de baja metalicidad no es muy alta, y por tanto no afectan a las densidades extraídas. En el caso de que supusieran una contribución importante a las cuentas, sería esperable observar algún reflejo en la parte más azul del histograma de color lo cual no ocurre (Figura 8.5).

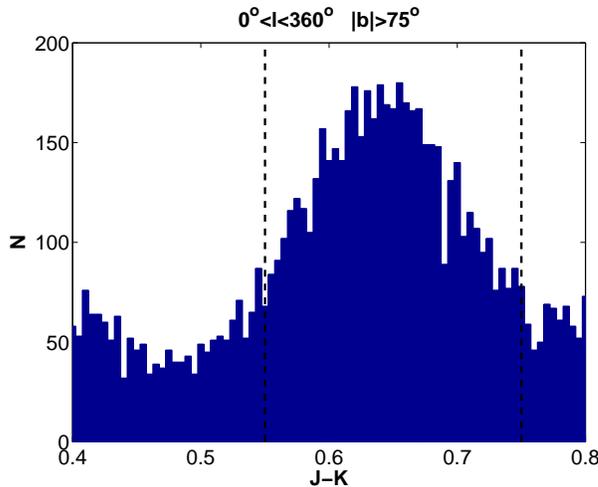


Figura 8.5: Histograma de cuentas respecto al color $(J - K)$ en la región correspondiente al *red clump*. Las líneas discontinuas limitan el intervalo de color seleccionado para la extracción de las estrellas del *red clump*.

Aún así, podemos incluso repetir la extracción con un intervalo de color mayor, 0.2 mag en vez de 0.1 mag, de forma que evitemos perder estas estrellas de baja metalicidad. La contaminación debida a las enanas en las cuentas es casi la misma que para $\Delta(J - K) = 0.1$ mag (§8.3.2) por lo que los resultados no deben verse afectados por ello. Así se obtiene una densidad bien ajustada por una doble exponencial (Figura 8.6), con parámetros parecidos a los de antes:

$$\begin{aligned} \rho_{K2III,THIN}(z) &= (2.31 \pm 0.55) \times 10^{-4} \exp\left(\frac{-|z|}{215.1 \pm 7.88}\right) \\ \rho_{K2III,THICK}(z) &= (2.63 \pm 0.33) \times 10^{-5} \exp\left(\frac{-|z|}{1216.1 \pm 86.4}\right) \end{aligned} \quad (8.5)$$

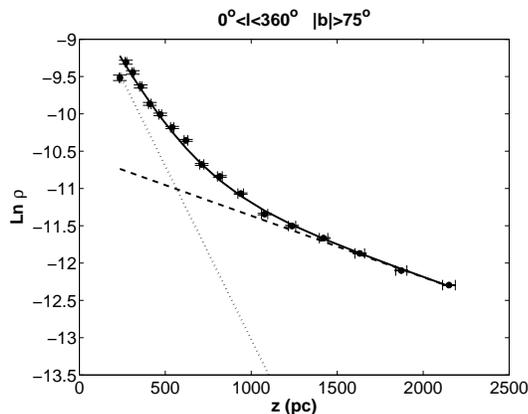


Figura 8.6: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir del DCM, al igual que en la Figura 8.4, pero usando un intervalo de color de 0.2 mag para la extracción de las estrellas del *red clump*.

Si el intervalo de color empleado para la extracción de las estrellas del *red clump* estuviera afectando de algún modo a las densidades extraídas como resultado de un cambio en la metalicidad que altere la magnitud absoluta y color intrínseco del *red clump*, uno esperaría obtener un resultado diferente al anterior, lo que no ocurre. Aun más, cuando aumentamos el ancho del intervalo a $\Delta(J - K) = 0.3$ mag los resultados son confusos y poco realistas, debido, ahora sí, a la mezcla de diferentes tipos de estrellas (enanas, gigantes M, etc..) que no pueden ser asignadas a la población del *red clump*.

8.3.2 Contaminación por enanas

Para la extracción de las gigantes K del DCM, debemos tener en cuenta el efecto de la contaminación por enanas. Si tenemos una contaminación elevada de enanas en las cuentas, y las consideramos como estrellas del *red clump*, entonces la densidad que extraigamos estaría siendo sobrestimada para valores altos de z y podría producir el mismo efecto que otra componente que dominara las cuentas en ese rango. Por eso en este caso debemos aún ser más cuidadosos en cuantificar este factor. Nos encontramos con campos donde la extinción es muy baja, por lo que la contaminación afecta a magnitudes más débiles que en los casos del disco fino descritos en los capítulos 6 y 7. Simulaciones realizadas con el modelo SKY, ya expuestas en §5.5.2 muestran que para $m_K < 10$ la contribución de las enanas en las estrellas totales extraídas es menor de un 10%, por lo que usaremos esta magnitud límite para la extracción. Un valor de $m_K = 10$ corresponde a una distancia desde el Sol de 2.5 kpc para una estrella de tipo K2 III (lo que se traduce en alturas sobre el plano de entre 2.4 y 2.5 kpc), lo cual es más que suficiente para estudiar el disco grueso, que se supone dominante a partir de 1 kpc sobre el plano Galáctico.

El método de las gigantes K supone que una vez asignada la traza de las gigantes K, se asume que todas las estrellas incluidas en un intervalo fijo de color ($J - K$) alrededor de la traza son estrellas del *red clump*. Este intervalo, para el estudio del disco fino ha sido considerado como $\Delta_{(J-K)} = 0.2$ mag ya que permite minimizar la contaminación de las cuentas por otras poblaciones sin perder por ello demasiadas estrellas del *red clump*. Ahora, sin embargo, la extinción es mucho menor ya que observamos muy lejos del plano Galáctico, lo que produce una rama de gigantes prácticamente vertical y más estrecha que para las regiones del plano. Por esta razón, podemos incluso emplear ahora un intervalo aún más

corto para la extracción, lo que ayudará a minimizar la contaminación debida a las enanas en las magnitudes más débiles. Hemos considerado entonces un intervalo de color de 0.1 mag en torno a la traza de las estrellas del *red clump*. La contaminación en la zona más roja del DCM, debida a gigantes M es también menos intensa comparada con la presente en regiones del plano, donde la mayor extinción tiende a mezclar estas poblaciones. En la Figura 8.7 se muestra el efecto que sobre la contaminación por enanas tiene el aumentar el intervalo de color en la extracción de las gigantes K, $\Delta_{(J-K)}$. Hasta $m_K=10$ las diferencias al aumentar el intervalo de color son significantes cuando nos movemos de 0.2 a 0.3 mag, o incluso más, mientras que entre 0.1 y 0.2 la diferencia no es muy grande. Sin embargo, un intervalo de 0.1 produce mejor resultado en el sentido de obtener una menor fracción de enanas en las cuentas. Debido a esto, y al hecho de que el número total de estrellas extraídas es virtualmente el mismo hasta $m_K=9$, se ha usado finalmente un valor de 0.1 para el intervalo de color en la selección de fuentes.

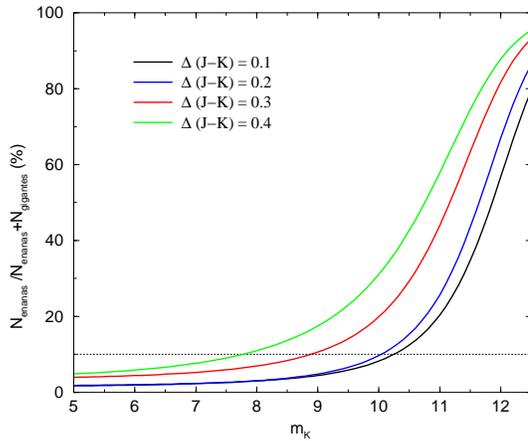


Figura 8.7: Variación con la magnitud K en el porcentaje estimado de enanas en las cuentas para las extracción de las estrellas del *red clump*, para diferentes intervalos de color ($\Delta_{(J-K)}$). La contaminación es menor que un 10% en la extracción de las gigantes entorno a 0.1 mag alrededor de la traza de las estrellas del *red clump* hasta $m_K=10$.

Usando estos resultados, podemos corregir la densidad extraída eliminando la contribución teórica de las enanas en las cuentas. Una vez más, obtenemos una ley de densidad bien reproducida por una doble exponencial, con valores más o menos coincidentes con todos los anteriores:

$$\rho_{K2III,THIN}(z) = (1.94 \pm 0.24) \times 10^{-4} \exp\left(\frac{-|z|}{222.94 \pm 15.72}\right)$$

$$\rho_{K2III,THICK}(z) = (2.27 \pm 0.59) \times 10^{-5} \exp\left(\frac{-|z|}{1014.65 \pm 100.44}\right) \quad (8.6)$$

Con este resultado podemos concluir que el efecto de la contaminación debida a enanas en las cuentas no es suficiente para explicar el exceso observado para alturas sobre el plano mayores que 800 pc en la distribución vertical de la densidad de las estrellas del *red clump*, ya que estamos minimizando este efecto, por un lado, al extraer las estrellas en un rango muy estrecho de color, $\Delta(J-K)=0.1$ mag, y por otro, al sólo extraer las estrellas hasta $m_K < 10$, donde la contaminación comienza a ser importante.

8.3.3 Contaminación debida a gigantes

En nuestra suposición de que sólo estamos extrayendo gigantes correspondientes a la población del *red clump* también tenemos que tener en cuenta la influencia de otro tipo de gigantes presentes en el DCM. Observando el diagrama color-magnitud absoluta de Cohen et al. (2000, Figura 5.8), vemos que hay algunas fuentes de mayor luminosidad que el *red clump* con el mismo color que éste, pero son relativamente pocas por lo que podemos ignorarlas. Sin embargo, el número de gigantes de menor luminosidad ($-1.4 < M_K < +2$) sí que es significativo. Para evaluar el efecto que estas fuentes tienen en las cuentas, hemos obtenido la abundancia relativa tanto de las gigantes de baja luminosidad como de las gigantes de mayor luminosidad respecto a las estrellas del *red clump* siguiendo los mismos pasos que en §5.5.2 y §8.3.2. Hemos tomado la información acerca de las densidades relativas y las funciones de luminosidad para esos tipos espectrales de la Tabla 2 de Wainscoat et al. (1992) y hemos comparado el número esperado de estas estrellas en las cuentas que hemos supuesto que corresponden a la población del *red clump*. Los resultados se muestran en la Figura 8.8. Como se ve, la contaminación debida a gigantes de mayor luminosidad (a las que nos referiremos como gigantes M) es casi despreciable (tan sólo un porcentaje máximo de un 3%) y decrece con la magnitud aparente. Una magnitud aparente más débil implica que para que una gigante M tenga el mismo color que una estrella del *red clump*, ambas deben estar alejadas un factor 2 en distancia. Una magnitud aparente de $m_K=9$ para una estrella del *red clump* supone una distancia de 1.3 kpc sobre el plano, por lo que una gigante M con el mismo color debería estar situada a una altura de 2.6 kpc, una distancia donde el número de estrellas es muy bajo.

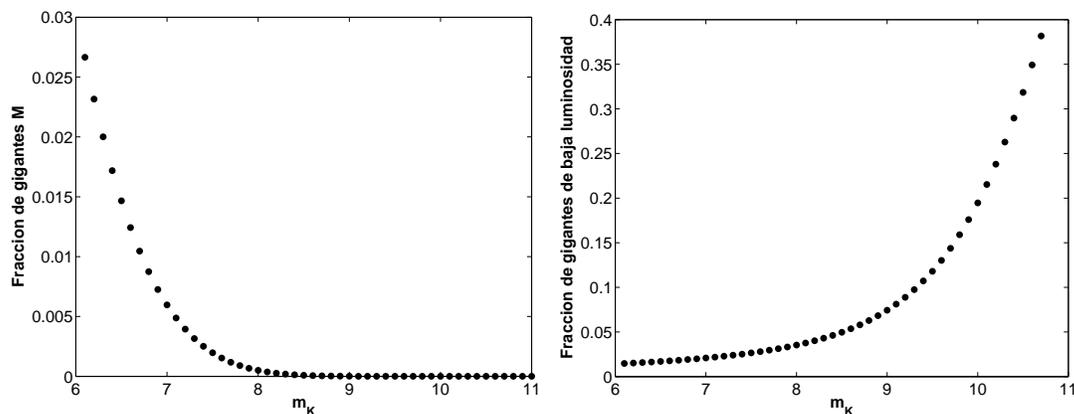
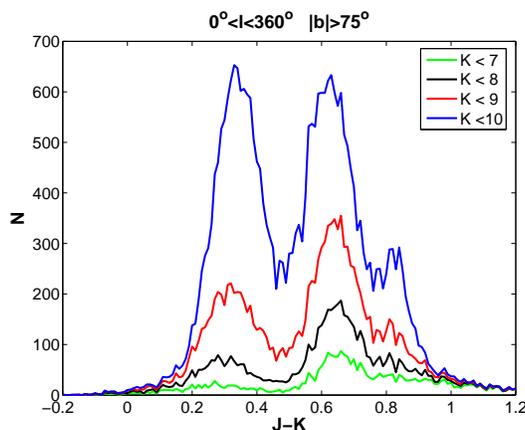


Figura 8.8: Proporción esperada en las cuentas del *red clump* para las gigantes M (izqda.) y gigantes de baja luminosidad (dcha.).

Esto puede observarse mejor cuando se representa la distribución de colores correspondiente a los campos localizados en la dirección de los polos Galácticos, como se ve en la Figura 8.9. La distribución presenta dos máximos, el primero asociado a la población de enanas y el segundo asociado a la población de gigantes, la mayoría de ellas correspondientes al *red clump*. En la zona más roja de este segundo pico se localizan las gigantes M. Está claro que su frecuencia relativa decrece a medida que la magnitud límite considerada

es más débil, por lo que su influencia en las cuentas extraídas es menor cuando la magnitud es más débil, por tanto la distancia aumenta. También esta representación nos sirve para verificar de nuevo como el intervalo de color considerado para extraer las estrellas del *red clump* ($0.55 < (J - K) < 0.75$) restringe aún más la posible influencia de otras poblaciones. Por ejemplo, anula cualquier efecto debido al tercer pico que aparece en el histograma correspondiente a las cuentas hasta $m_K < 10$, que probablemente sea debido a la presencia de fuentes extensas, visibles al observar en latitudes tan altas.

Figura 8.9: Histogramas de la distribución de estrellas con el color para los campos con $|b| > 75^\circ$ hasta diferentes magnitudes límite. La proporción de gigantes M respecto a la población del *red clump* decrece cuando la magnitud límite empleada para la extracción es más débil.



Por otro lado, la contaminación debida a gigantes de menor luminosidad es más importante, obteniendo aproximadamente una fracción de un 10% de este tipo de estrellas en la población del *red clump* para $9 < m_K < 10$ (que se corresponde con una distancia desde el Sol de $1.3 < r < 2.1$ kpc para una estrella del *red clump* con la magnitud absoluta considerada aquí). Este valor es del mismo orden que el de la contaminación debida a enanas obtenido en §8.3.2. Para magnitudes aparentes más brillantes la contaminación por este tipo de estrellas es de menos de un 2.5% con lo que podemos despreciarlo.

En resumen, podemos asumir una contaminación de un 10% - 20% de estrellas de otras poblaciones (enanas, gigantes M y gigantes de baja luminosidad) en las cuentas del *red clump*. Esta contaminación decrece cuando las magnitudes aparentes son más brillantes, por lo que afecta en su mayoría a las estrellas más distantes. Sin embargo, observando la Figura 8.4, necesitaríamos un número total de estrellas de otras poblaciones del mismo orden que el número real de estrellas del *red clump* para poder reproducir la densidad extraída para $z \sim 1.5$ kpc, e incluso una proporción tres veces superior a las correspondientes al *red clump* para $z \sim 1.9$ kpc. Esto es incompatible con los resultados de las estimaciones de la contaminación debida a otras poblaciones obtenidos en esta sección. Por tanto, podemos concluir que el comportamiento observado de la densidad no es causado por la contaminación debida a otras poblaciones en las cuentas.

8.3.4 Comparación con las predicciones del modelo de disco fino

En §8.2 se obtuvo que la distribución de densidad predicha por el modelo de disco fino obtenido en el capítulo 6, que incluye el efecto del *flare*, no permite sacar conclusiones definitivas respecto a las cuentas estelares. Ahora, con densidades propiamente dichas,

extraídas del DCM, podemos comparar este modelo con la distribución observada. Como se ve en la Figura 8.10, el modelo de disco fino sólo es compatible con la densidad observada hasta una distancia de aproximadamente 500 pc sobre el plano Galáctico, lo que justifica la inclusión de una segunda componente para reproducir la distribución observada.

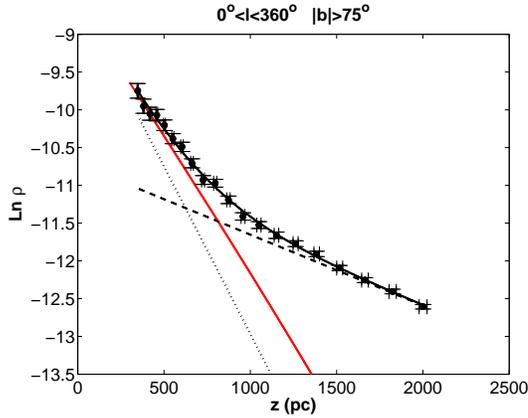


Figura 8.10: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir del DCM, comparada con las predicciones del modelo de disco fino (línea roja). Hasta 500 pc sobre el plano, el modelo reproduce bastante bien la densidad observada, pero para $z > 800$ pc las predicciones del modelo claramente subestiman la distribución vertical de densidad observada.

8.4 Distribución vertical de la densidad del disco grueso. Otras latitudes

Está claro que las mejores latitudes para estudiar el disco grueso son aquellas cercanas a los polos Galácticos. Sin embargo, debería ser posible encontrar esta componente observando otras latitudes, siempre que éstas no sean demasiado bajas y por tanto estemos completamente dominados por la contribución del disco fino. Para continuar el estudio del disco grueso, hemos agrupado los datos de 2MASS en tres grandes intervalos según su latitud ($25^\circ < |b| < 35^\circ$, $45^\circ < |b| < 55^\circ$, y $55^\circ < |b| < 75^\circ$), y hemos repetido el análisis llevado a cabo en la dirección de los polos Galácticos. Ahora, consideraremos también por separado los datos correspondientes a latitudes positivas y negativas, porque la extinción interestelar es ahora mayor que hacia los polos, y además es asimétrica respecto al plano Galáctico, lo que podría afectar a la hora de combinar los datos en un único DCM (Figura 8.11).

En la Tabla 8.2 se muestran los parámetros obtenidos para el ajuste de una doble exponencial a la densidad resultante extraída de los DCM, mientras que la Figura 8.12 muestran las densidades extraídas y el mejor ajuste obtenido para cada rango de latitudes. Por comparación, se incluyen los resultados de §8.3, también considerando separadamente los resultados para el Polo Norte y el Polo Sur Galácticos. Los ajustes han sido obtenidos suponiendo despreciable los términos radiales de las ecs. (8.1)-(8.2), lo cual puede ser aceptable para la dirección de los polos Galácticos donde R abarca un rango muy pequeño, cosa que no ocurre para el resto de latitudes por lo que requiere de un análisis más en profundidad. Esto se verá en §8.5.

Para $45^\circ < |b| < 55^\circ$ y $55^\circ < |b| < 75^\circ$ se observa una tendencia en la densidad extraída que apoya la inclusión de una segunda exponencial en el ajuste. Sin embargo, para $25^\circ < |b| < 35^\circ$ se obtienen los resultados más dispares tanto para el disco fino como para el disco grueso. Esto puede ser debido a que en este rango de latitudes galácticas

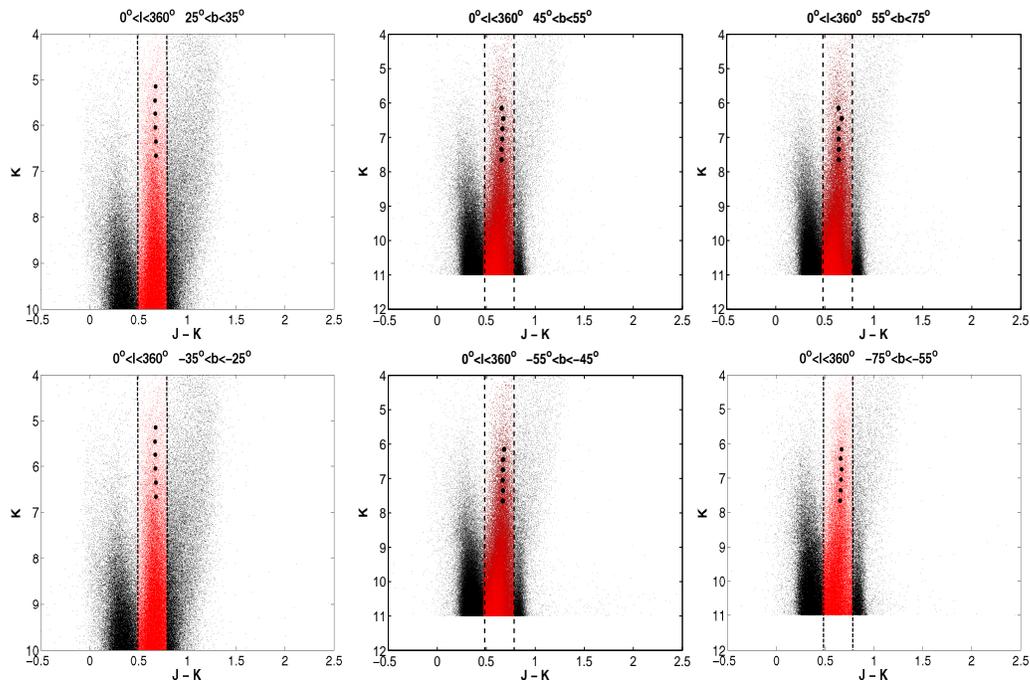


Figura 8.11: DCM para los distintos rangos de latitud considerados (de izquierda a derecha: $25^\circ < |b| < 35^\circ$; $45^\circ < |b| < 55^\circ$, y $55^\circ < |b| < 75^\circ$), con los máximos del ajuste a gaussianas y los intervalos de extracción de las estrellas del *red clump* señalados. En la parte superior se muestran los diagramas correspondientes a latitudes positivas, mientras que en la inferior se muestran los correspondientes a latitudes negativas.

sólo es posible extraer la densidad estelar hasta una altura sobre el plano de 950 pc, con lo que no estamos alcanzando la región donde el disco grueso se convierte en la componente predominante. A esto hay que añadir que éste es el intervalo de latitudes galácticas donde hay mayor incertidumbre en el valor promedio de z asignado a las estrellas del *red clump*. Los ajustes a una doble exponencial en este caso no proporcionan resultados fiables, e incluso ajustando una única exponencial se obtiene un resultado aceptable, con una escala en altura de 357.14 pc, algo elevada para representar la escala de altura del disco fino, pero coherente con lo producido por una posible mezcla de componentes en su tramo final. Por todo ello, el rango $25^\circ < |b| < 35^\circ$ no será usado para el análisis definitivo de esta componente.

Los parámetros obtenidos en los otros dos casos, sin embargo, son comparables con los resultados de §8.3, y están incluidos en el rango esperado de valores tanto para el disco fino como para el grueso. Tampoco se aprecian diferencias significativas entre los resultados obtenidos para los casos de latitudes positivas y negativas, lo cual era esperable ya que se corrige de la posición del Sol sobre el plano ($z_\odot = 15$ pc; Hammersley et al. 1995), aunque algunas pequeñas variaciones debido a efectos de extinción, que es mayor para $b < 0^\circ$, sí que puedan estar presentes.

Ya que en cada rango de latitudes se cubre un intervalo de alturas sobre el plano diferentes, debido a la magnitud límite para la extracción usada en cada caso y a efectos de proyección geométrica, podemos agrupar todos los resultados con el objetivo de mejorar el

Tabla 8.2: Parámetros para la suma del disco fino y disco grueso

latitud galáctica	area [grados ²]	$\rho_{\odot,THIN}$ [estrellas pc ⁻³]	$h_{z,THIN}$ [pc]	$\rho_{\odot,THICK}$ [estrellas pc ⁻³]	$h_{z,THICK}$ [pc]
$25^{\circ} < b < 35^{\circ}$	6260	$(1.57 \pm 0.53) \times 10^{-4}$	204.63 ± 25.96	$(3.45 \pm 0.40) \times 10^{-5}$	820.99 ± 102.63
$25^{\circ} < b < 35^{\circ}$	3130	$(2.49 \pm 1.57) \times 10^{-4}$	100.96 ± 19.52	$(7.08 \pm 1.36) \times 10^{-5}$	522.69 ± 52.41
$-25^{\circ} > b > -35^{\circ}$	3130	$(1.69 \pm 0.97) \times 10^{-4}$	140.33 ± 42.27	$(6.30 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	599.37 ± 53.91
$45^{\circ} < b < 55^{\circ}$	4670	$(1.48 \pm 0.82) \times 10^{-4}$	247.15 ± 34.64	$(2.02 \pm 0.34) \times 10^{-5}$	1077.3 ± 70.47
$45^{\circ} < b < 55^{\circ}$	2335	$(1.37 \pm 1.08) \times 10^{-4}$	230.64 ± 26.53	$(2.42 \pm 0.53) \times 10^{-5}$	940.60 ± 53.02
$-45^{\circ} > b > -55^{\circ}$	2335	$(1.62 \pm 0.22) \times 10^{-4}$	256.72 ± 28.91	$(1.73 \pm 0.34) \times 10^{-5}$	1239.6 ± 134.13
$55^{\circ} < b < 75^{\circ}$	6168	$(1.48 \pm 0.46) \times 10^{-4}$	261.63 ± 36.64	$(1.72 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	1179.4 ± 64.66
$55^{\circ} < b < 75^{\circ}$	3084	$(1.02 \pm 0.98) \times 10^{-4}$	314.05 ± 48.83	$(1.38 \pm 0.28) \times 10^{-5}$	1255.8 ± 124.85
$-55^{\circ} > b > -75^{\circ}$	3084	$(2.15 \pm 0.16) \times 10^{-4}$	220.82 ± 36.98	$(2.11 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	1093.2 ± 67.39
$ b > 75^{\circ}$	1500	$(1.96 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	225.41 ± 27.98	$(2.24 \pm 0.57) \times 10^{-5}$	1065.1 ± 110.24
$b > 75^{\circ}$	750	$(1.41 \pm 1.01) \times 10^{-4}$	259.37 ± 27.34	$(1.87 \pm 0.71) \times 10^{-5}$	1135.3 ± 118.04
$b < -75^{\circ}$	750	$(2.75 \pm 0.46) \times 10^{-4}$	197.72 ± 29.28	$(2.53 \pm 0.89) \times 10^{-5}$	1018.6 ± 119.06
$25^{\circ} < b < 35^{\circ}; b > 45^{\circ}$	18598	$(1.52 \pm 0.56) \times 10^{-4}$	248.27 ± 12.92	$(1.93 \pm 0.19) \times 10^{-5}$	1132.2 ± 45.22

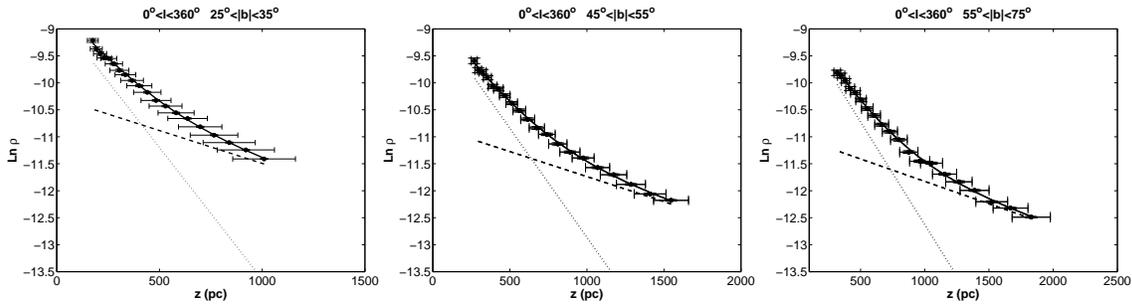


Figura 8.12: Densidad de estrellas K2 III obtenidas de los DCM, y el mejor ajuste en cada caso a una doble exponencial para los campos $25^{\circ} < |b| < 35^{\circ}$ (*izqda.*), $45^{\circ} < |b| < 55^{\circ}$ (*centro*) and $55^{\circ} < |b| < 75^{\circ}$ (*dcha.*). Los símbolos son los mismos utilizados en la Figura 8.4.

ajuste, y de paso, comprobar la coherencia de los mismos. El resultado de combinar todas las densidades obtenidas para distintos rangos de latitud se muestra en la Figura 8.13 y los parámetros obtenidos se enumeran en la última fila de la Tabla 8.2. Hemos incluido los datos correspondientes a $25^{\circ} < |b| < 35^{\circ}$ porque son los que suponen las mejores estimaciones para las alturas más bajas sobre el plano, y para comprobar que son valores en concordancia con los obtenidos en otros rangos de latitudes, a pesar de que el ajuste no se haya podido llevar a cabo.

8.5 Análisis de la dependencia radial de la densidad

En §8.3 y §8.4 ignoramos el efecto de la dependencia radial de la densidad para extraer la variación vertical de la densidad. Esta suposición puede ser aceptable cuando se observa en la dirección de los polos Galácticos, por el intervalo tan estrecho de distancias galactocéntricas en el que nos movemos. Sin embargo, en el resto de rangos de latitud considerados esto no es así. Para ser lo más estricto posible, hemos repetido los cálculos anteriores pero teniendo en cuenta este efecto. Ahora, las estrellas extraídas de los

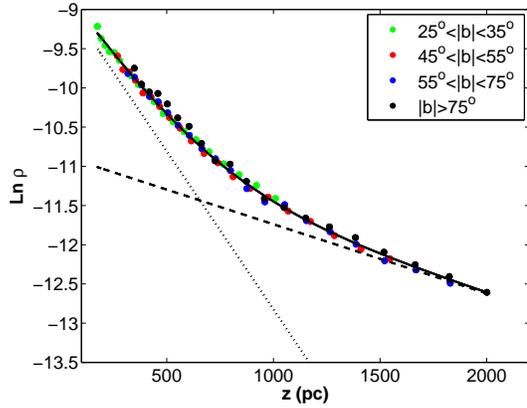


Figura 8.13: Distribución de densidad de estrellas del *red clump* obtenida combinando todos los datos globales de la Tabla 8.2. También se muestran el mejor ajuste para el disco fino (línea de puntos), el disco grueso (línea discontinua) y la suma total de ambos (línea continua).

DCM son seleccionadas por el rango de distancias galactocéntricas, de modo que podamos restringir lo más posible los valores de R en las ecs. (8.1)-(8.2). El rango de distancias galactocéntricas elegido será $7.65 \text{ kpc} < R < 8.15 \text{ kpc}$ (más o menos simétrico respecto a $R_{\odot}=7.9 \text{ kpc}$), así podremos comparar los resultados con los obtenidos en la dirección de los polos Galácticos. En el caso concreto de los polos Galácticos, como test adicional, se ha sido aún más restrictivo, y se han extraído estrellas con $R=7.9\pm 0.1 \text{ kpc}$. Como se dijo antes, los campos a $25^{\circ} < |b| < 35^{\circ}$ no serán considerados en el presente análisis, al no alcanzar el rango donde el disco grueso se convierte en la componente dominante.

Tabla 8.3: Parámetros para la suma del disco fino y disco grueso, cuando el rango de R ha sido restringido

latitud galáctica	area [grados ²]	$\rho_{\odot, THIN}$ [estrellas pc ⁻³]	$h_{z, THIN}$ [pc]	$\rho_{\odot, THICK}$ [estrellas pc ⁻³]	$h_{z, THICK}$ [pc]
$45^{\circ} < b < 55^{\circ}$	4670	$(0.82 \pm 1.35) \times 10^{-4}$	292.34 ± 39.28	$(1.78 \pm 0.54) \times 10^{-5}$	1143.3 ± 167.22
$55^{\circ} < b < 75^{\circ}$	6168	$(1.03 \pm 0.38) \times 10^{-4}$	276.51 ± 14.98	$(1.61 \pm 0.52) \times 10^{-5}$	1173.2 ± 94.64
$ b > 75^{\circ}$	1500	$(1.43 \pm 0.89) \times 10^{-4}$	225.58 ± 29.52	$(2.13 \pm 0.63) \times 10^{-5}$	992.18 ± 67.41

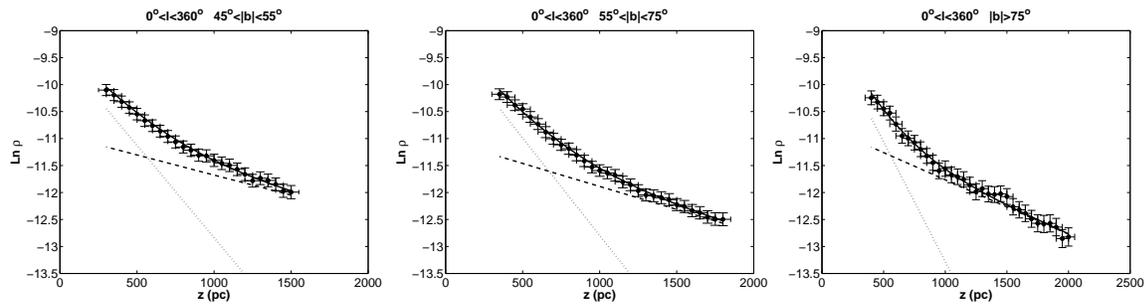


Figura 8.14: Densidad de estrellas del *red clump* obtenida a partir de los DCM, y el mejor ajuste a una doble exponencial en los campos $45^{\circ} < |b| < 55^{\circ}$ (*izqda.*), $55^{\circ} < |b| < 75^{\circ}$ (*centro*) and $|b| > 75^{\circ}$ (*dcha.*), seleccionando solo aquellas estrellas con distancias galactocéntricas en el rango $7.65 \text{ kpc} < R < 8.15 \text{ kpc}$, excepto para $|b| > 75^{\circ}$, donde las estrellas extraídas se encuentran a $R=7.9\pm 0.1 \text{ kpc}$. Los símbolos son los mismos que en la Figura 8.4, aunque ahora los datos presentan un mayor ruido Poissoniano debido a que el número de estrellas extraído en este caso es notablemente menor.

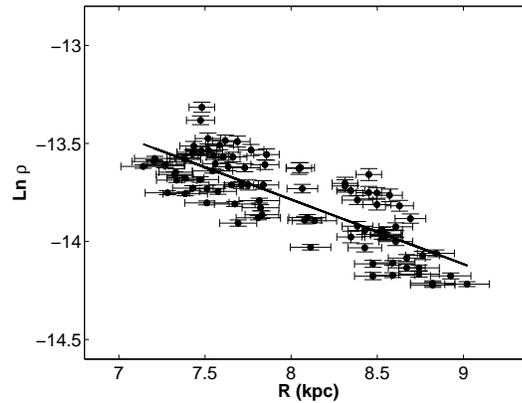
Una vez más, en los tres casos se necesita la inclusión de otra exponencial para ajustar la distribución de densidad (Figura 8.14), obteniéndose resultados que concuerdan con los de las secciones anteriores (Tabla 8.3), con valores promedios pesados de $h_{z,THIN}=268.81\pm 12.64$ pc y $h_{z,THICK}=1061.9\pm 52.16$ pc, dentro del rango esperado de valores. Estos valores serán considerados como los representativos para las componentes del disco fino y del disco grueso, debido a que son más realistas que los obtenidos en §8.3 y §8.4, más afectados por las incertidumbres del método. Con estos resultados, el contraste entre la densidad del disco grueso y disco fino en la vecindad solar es de $\rho_{\odot,THICK}/\rho_{\odot,THIN}=11.53\%\pm 5.6\%$, valor un poco alto pero no muy lejos del rango 2%-10% en el que se mueven las estimaciones para este parámetro.

8.6 Escala radial del disco grueso

En §8.3 y §8.4 se analiza la variación vertical de la densidad con la altura del plano considerando un rango de distancias galactocéntricas lo suficientemente corto como para que los términos radiales de la densidad sean despreciables. Una vez hecho, se puede invertir el proceso, y analizar la variación radial de la densidad una vez que la escala en altura ha sido obtenida. Para ello, se analizan 15 campos con un ancho de 20 grados en longitud galáctica y con $45^\circ < |b| < 55^\circ$. Se selecciona este rango de latitudes por ser el que proporciona un mayor rango de distancias galactocéntricas, y al tiempo presenta un número suficiente de estrellas para obtener resultados aceptables. En cada campo particular, las gigantes K con distancias sobre o bajo el plano Galáctico mayores que 1 kpc son extraídas y la variación de la densidad respecto a la distancia galactocéntrica es obtenida del siguiente modo:

$$\rho_{K2III}(R) \equiv \frac{\rho_{K2III}(R, z)}{e^{-\frac{|z|}{h_z}}} = \rho_{\odot} e^{\frac{-(R-R_{\odot})}{h_R}} \quad (8.7)$$

Figura 8.15: Variación radial de la densidad de las estrellas K2 III para $z > 1$ kpc y el mejor ajuste obtenido. Las barras de error se derivan del error Poissoniano en las cuentas y de la incertidumbre en la distancia galactocéntrica, R .



Como sólo se extraen estrellas a grandes alturas respecto al plano, se puede considerar que todas las gigantes K corresponden a la componente del disco grueso, y por tanto, su variación radial es reflejo de la de esta componente (si observamos la gráfica correspondiente a los campos $45^\circ < |b| < 55^\circ$ en la Figura 8.12, se comprueba que más del 92% de las estrellas con $z > 1$ kpc corresponden efectivamente a esta componente). El resultado obtenido se muestra en la Figura 8.15, con un mejor ajuste para $\rho_{\odot,THICK}=(1.43\pm 0.68)\times 10^{-4}$ estrellas

pc^{-3} y $h_{R,THICK}=3.04\pm 0.11$ kpc. No hay diferencias significativas en estos parámetros si se extraen las estrellas a mayores distancias sobre el plano (ver Tabla 8.4), ni tampoco si se consideran los datos correspondientes a latitudes positivas o negativas, por lo que este resultado puede ser tomado como una buena estimación de la longitud de escala del disco grueso.

Tabla 8.4: Parámetros radiales para el disco grueso

rango de z	$\rho_{\odot,THICK}$ [estrellas pc^{-3}]	$h_{R,THICK}$ [kpc]
$z > 1$ kpc	$(1.43\pm 0.68)\times 10^{-5}$	3.04 ± 0.11
$z > 1.2$ kpc	$(1.38\pm 0.67)\times 10^{-5}$	3.01 ± 0.16
$z > 1.5$ kpc	$(1.31\pm 0.75)\times 10^{-5}$	3.02 ± 0.05
$z > 1.7$ kpc	$(1.31\pm 0.95)\times 10^{-5}$	2.99 ± 0.09

8.7 Cuentas estelares en el infarrojo cercano

Como se ha visto en §8.2, las cuentas estelares obtenidas con 2MASS no proporcionan información directa acerca de la contribución relativa del disco grueso a las mismas. La Figura 8.1 muestra como el modelo de disco externo obtenido en el capítulo 6 y descrito en López-Corredoira et al. (2002) reproduce las cuentas más o menos dentro del error poissoniano de las mismas, lo cual puede deberse al efecto debido al *flare* presente en la distribución estelar. No obstante, una vez que hemos obtenido los parámetros del disco grueso mediante la observación del comportamiento de las gigantes del *red clump* podemos intentar ver en qué medida afectará a las cuentas la inclusión de esta nueva componente.

Hemos modelado entonces el disco grueso como una doble exponencial con las escalas radial y vertical obtenidas mediante las gigantes K, esto es, $h_R=3.04$ kpc y $h_z=1061.9$ pc, con un valor de la densidad en la vecindad solar de un 10% de la del disco fino, y con la función de luminosidad del modelo SKY para el halo (el modelo SKY no incluye componente debida al disco grueso). Aunque el conocimiento de la función de luminosidad de esta componente requeriría de un análisis más profundo, a modo de prueba esta aproximación es suficiente, ya que cabe esperar que no haya diferencias acusadas entre la función de luminosidad real y la correspondiente al halo. También, sabemos que los valores para la escala vertical varían según el tipo espectral de las estrellas consideradas. Como obtendremos las cuentas hasta $m_K=14$, estaremos dominados por la población de las gigantes viejas, por lo que podemos suponer que la escala correspondiente a las gigantes del *red clump* no debe ser muy diferente del valor promedio de esta población vieja.

En la Figura 8.16 se representan las variaciones con la latitud de las cuentas de 2MASS hasta $m_K<14$ para seis longitudes diferentes. En rojo hemos representado las predicciones del modelo de disco fino obtenido en el capítulo 6, en azul las predicciones del modelo de disco grueso obtenido en este capítulo, y finalmente, la suma de ambos modelos en negro. Como sólo estamos interesados en observar el comportamiento debido al disco grueso, el intervalo de latitudes galácticas va desde $b = 10^\circ$ hasta $b = 85^\circ$, de forma que no tengamos en cuenta las contribuciones de las componentes situadas en el plano de la Galaxia o cerca del mismo.

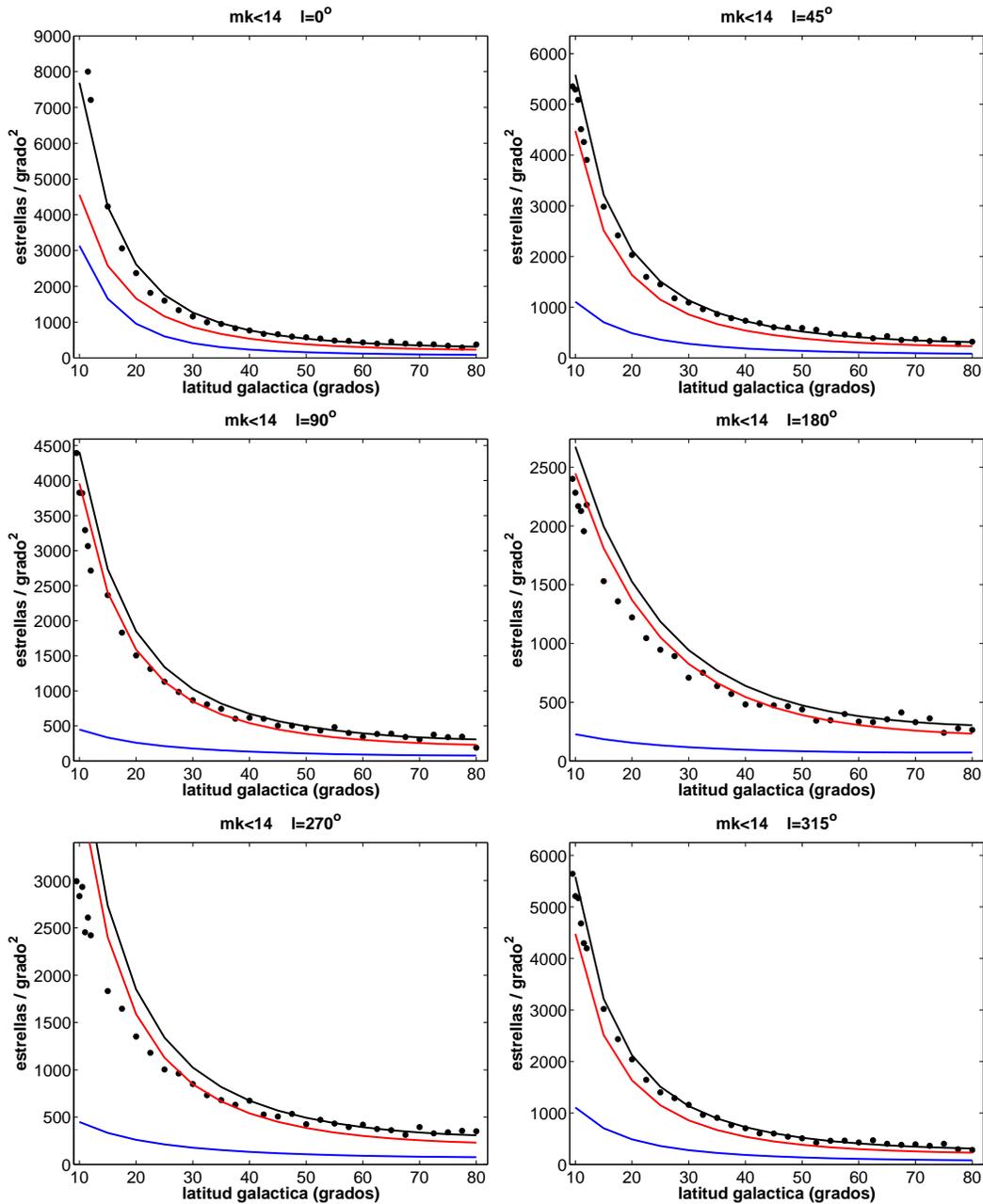


Figura 8.16: Variación de las cuentas estelares con la latitud para diferentes longitudes galácticas, junto con las predicciones de los modelos de disco fino (en rojo) y disco grueso (azul).

Como se ve, parece ser que la inclusión del disco grueso mejora los ajustes (como en $l = 0^\circ$, $l = 45^\circ$ y $l = 315^\circ$), y produce una mejora en general para latitudes altas, entre $b = 40^\circ$ y $b = 85^\circ$. Sin embargo, las predicciones para el disco fino siempre son compatibles con las cuentas observadas, viendo que en algunos casos se sobreestiman las cuentas al introducir la componente del disco grueso (como en $l = 90^\circ$ y $l = 180^\circ$). Por todo ello,

aunque los resultados no permiten plantear conclusiones definitivas acerca de la contribución del disco grueso en las cuentas, sí que permiten observar que las cuentas estelares son compatibles con la combinación de un disco fino y un disco grueso con los parámetros estructurales descritos en esta tesis.

8.8 Conclusiones

- La distribución vertical de la densidad de las estrellas del *red clump* obtenida a partir de los DCM se reproduce mejor por una doble exponencial que por la contribución de una única componente. Los parámetros obtenidos para esta doble exponencial concuerdan con los esperados para la suma del disco fino y del disco grueso. Esta forma de la distribución vertical de la densidad no puede ser explicada ni por la contaminación en las cuentas por otras poblaciones ni por un efecto de sesgo en las distancias galactocéntricas de las estrellas extraídas.
- Las expresiones analíticas obtenidas para la densidad de estrellas del *red clump* (en estrellas pc^{-3}) para el disco fino y el disco grueso pueden expresarse como:

$$\rho_{THICK,K2III}(R, z) = 1.43 \times 10^{-5} e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{3.04\text{kpc}}} e^{-\frac{|z|}{1061.9\text{pc}}} \quad (8.8)$$

$$\rho_{THIN,K2III}(R, z) = 1.66 \times 10^{-4} e^{-\frac{(R-R_{\odot})}{2.1\text{kpc}}} e^{-\frac{|z|}{268.81\text{pc}}} \quad (8.9)$$

donde la longitud de escala para el disco fino considerada es la obtenida en el capítulo 6 a partir de los DCM.

- El análisis realizado en este capítulo debe ser considerado como algo restringido a la población del *red clump*, por lo que los resultados podrían ser diferentes para otros tipos espectrales. Asimismo, la posible contribución del halo en las cuentas no ha sido tenido en cuenta, puesto que esta componente es dominante sólo a distancias del plano de la Galaxia mucho mayores que la máxima distancia considerada aquí para la población de las K2 III, en torno a 2 kpc aproximadamente.

Conclusiones y trabajo futuro

A continuación se enumeran las principales conclusiones de este trabajo.

1. Se ha desarrollado un método semiempírico para determinar la densidad y la variación de la extinción a lo largo de una línea de visión cualquiera mediante el aislamiento de la población de estrellas del *red clump* a partir de diagramas color-magnitud en el infrarrojo cercano. Los resultados obtenidos para los parámetros estructurales del disco de la Vía Láctea están en concordancia con los derivados del estudio de las cuentas estelares, lo que le da validez a este tipo de análisis.
2. Las medidas de la variación de la extinción en la banda K obtenidas mediante el estudio de las estrellas del *red clump* coinciden con las predicciones de modelos de distribución de polvo en la Galaxia. De este modo, las estimaciones directas a partir de los diagramas color-magnitud pueden ser empleadas en el futuro para posibles mejoras en este tipo de modelos, principalmente a la hora de reproducir el comportamiento observado en las zonas donde la extinción se muestra altamente irregular y es por tanto difícil de modelar.
3. Se ha llevado a cabo un gran esfuerzo observacional, al desarrollar completamente un survey del plano de la Vía Láctea desde el observatorio del Teide. Este survey cubre un área total de aproximadamente 42 grados² de cielo, con observaciones de 1 a 2 magnitudes más profundas que DENIS y 2MASS, los surveys en el infrarrojo cercano más importantes de los que se dispone en la actualidad. Los datos recogidos han sido calibrados fotométrica y astrométricamente, y están disponibles a través del servidor del CDS. Estos datos supondrán una gran mejora en el análisis de las zonas más internas de la Galaxia, donde la confusión de fuentes limita los resultados de 2MASS y DENIS, permitiendo un mejor estudio del bulbo y la barra de la Galaxia.
4. Se ha realizado una correlación cruzada entre los catálogos 2MASS y DENIS, obteniéndose que no hay diferencias astrométricas o fotométricas sistemáticas entre ambos surveys. Esto apoya su utilización conjunta en cualquier tipo de análisis de estructura Galáctica, bien sea mediante la obtención de cuentas estelares o a través del análisis de poblaciones empleando diagramas color-color.

5. Se ha analizado la distribución estelar del disco externo de la Galaxia ($6 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$), obteniendo que ésta se reproduce bien por una distribución doble exponencial, tanto en cuanto a la dirección galactocéntrica como respecto a la altura sobre el plano, con un *flare* importante (es decir, un aumento de la escala vertical hacia la zona más externa de la Galaxia) y con un *warp* que provoca fuertes asimetrías en la distribución de estrellas del disco. Podemos así enumerar los siguientes parámetros estructurales obtenidos para el disco externo:

- La escala vertical en la vecindad solar es $h_z(R_\odot) = 285_{-12}^{+8} \text{ pc}$.
- La escala radial de la densidad espacial en el plano es $H = 1.97_{-0.12}^{+0.15} \text{ kpc}$.
- La escala radial de la densidad superficial es $h_R = 3.3_{-0.4}^{+0.5} \text{ kpc}$.
- La variación de la escala vertical con la distancia galactocéntrica (*flare*) sigue una ley exponencial de la forma:

$$h_z(R) \approx h_z(R_\odot) e^{\frac{R-R_\odot}{(12-0.6R(\text{kpc})) \text{ kpc}}} \quad \text{para } R \leq 15 \text{ kpc}.$$

- El *warp* deslaza el plano medio del disco una altura:

$$z_w = 1.2 \times 10^{-3} R(\text{kpc})^{5.25} \sin(\phi + 5^\circ) \text{ pc} \quad \text{para } R \leq 13 \text{ kpc},$$

donde ϕ es el ángulo galactocéntrico ($\phi_\odot = 0$).

6. La existencia del *flare* en nuestra Galaxia es consistente con las observaciones de que la mayoría de las galaxias presentan un *flare* y es teóricamente consistente con escenarios de formación galáctica que consideran discos estelares autogravitantes. Este *flare* supone que no sea necesario introducir truncamiento alguno en la distribución estelar de la Galaxia, al menos para $R < 15 \text{ kpc}$.
7. La amplitud del *warp* en la población vieja de nuestra Galaxia es coincidente con la que presenta el gas, lo que apunta a un origen común para ambos. Este hecho, aunque haya sido obtenido en el caso de la Vía Láctea no por ello tiene porque ser extensible al resto de galaxias espirales.
8. Existe un déficit importante de estrellas en la zona interna ($2.25 \text{ kpc} < R < 4 \text{ kpc}$) del disco de la Vía Láctea respecto de las predicciones de un disco exponencial, con una densidad en el plano prácticamente independiente de R y con un ligero aumento de la escala de altura hacia el interior de la Galaxia, factores ambos que combinados provocan un importante déficit de estrellas para regiones de baja latitud galáctica, aunque no para regiones a alta latitud.
9. Este déficit de estrellas afecta tanto a la población vieja como a la población joven del disco, sin que se observen diferencias significativas en las distribuciones de las mismas. Esto supone que el déficit es una característica bastante estable del disco, probablemente relacionada, por sus dimensiones, con la influencia gravitacional de una barra que está barriendo las estrellas cercanas al plano.

10. La distribución vertical de las estrellas del *red clump* se reproduce muy bien por una doble exponencial, lo que apunta a la presencia de una componente diferente al disco fino contribuyendo en las cuentas en el rango $1 \text{ kpc} < z < 2.1 \text{ kpc}$. Los parámetros estructurales de esta componente adicional son similares a los correspondientes al disco grueso de nuestra Galaxia, con una escala radial de $h_R = 3.04 \text{ kpc}$, una escala vertical de $h_z = 1.06 \text{ kpc}$ y una amplitud en la vecindad solar de un 11% de la del disco fino.

9.1 Trabajo futuro

Con los resultados obtenidos en esta tesis se han descrito alguno de los principales aspectos relativos a la distribución estelar del disco de la Vía Láctea. Sin embargo, hay aún mucho por hacer en cuanto a una descripción exacta de las diferentes estructuras presentes en nuestra Galaxia, incluyendo el propio disco aquí estudiado. Además de todo lo expuesto en la presente tesis, se ha venido desarrollando una intensa recopilación de datos en diferentes telescopios que han generado diferentes proyectos a largo y corto plazo que no han podido ser incluidos en esta tesis por falta de tiempo y que conducen a diversas líneas de investigación abiertas que pasamos a mencionar brevemente a continuación:

9.1.1 Función de luminosidad del disco grueso

En el capítulo 8 se analiza el contenido estelar del disco grueso mediante el uso de la población del *red clump*, sin hacer ninguna referencia específica en cuanto a la verdadera forma de la función de luminosidad del disco grueso, que debe de ser ligeramente diferente a la del disco fino, aunque en el análisis de cuentas estelares no es extraño encontrarnos con la aproximación de considerar ambas funciones de luminosidad como equivalentes en su forma, aunque con una diferente normalización en la vecindad solar (Robin & Crézé 1986; Buser et al. 1999; Chen et al. 2000).

Ahora que contamos con una base de datos completa para altas latitudes galácticas como es 2MASS, podemos aprovechar la información suministrada por catálogos como Thyco-2 (Hog et al. 2000a, 2000b) o Hipparcos (ESA 1997) para tratar de aislar la población correspondiente al disco grueso mediante medidas cinemáticas, y de este modo obtener una estimación de la forma real de la función de luminosidad de esta componente. También, se podrá comprobar la fiabilidad del método de las gigantes K en el caso del disco grueso mediante la identificación de las estrellas extraídas de los DCM en los catálogos anteriormente mencionados, que proporcionan medidas precisas de los paralajes (y por tanto distancias) correspondientes a esas fuentes.

9.1.2 Caracterización de la barra Galáctica

En el capítulo 2 se describe cómo en 1994 nuestro grupo detectó un exceso de estrellas en el plano en $l = 27^\circ$ que también podía ser observado hacia el interior de la Galaxia ($l = 15^\circ$, $l = 20^\circ$), y que sin embargo desaparece en cuanto nos movemos ligeramente fuera del plano. Todo esto apunta a una estructura restringida al plano de nuestra Galaxia que podría ser una barra. Para continuar con este análisis, en los años 2003 y 2004 hemos

contado con varias noches de observación en el telescopio NOT haciendo uso de la NOTCam. Estas observaciones se concentraron en esta región, aprovechando que la capacidad de este telescopio permite ir dos o más magnitudes más profundo que con el TCS, y por tanto, mucho más profundo de lo que permiten 2MASS o DENIS en esta región.

Se tratará ahora con estos datos de observar el comportamiento de esta sobredensidad de estrellas, ya que podemos analizar si hay algún reflejo de la misma en el plano para coordenadas cercanas a $l = 27^\circ$, como por ejemplo en $l = 24^\circ$ o $l = 25^\circ$ donde se sabe que existe una nube de extinción interestelar de relativa importancia, a la vista de los mapas de COBE/DIRBE (Figura 2.7). Esto servirá de apoyo a los resultados ya obtenidos, puesto que permitiría descartar que lo observado sea debido a efectos de extinción. Los datos están en proceso de reducción astrométrica, a fin de correlacionar estas observaciones con las bases de datos ya existentes.

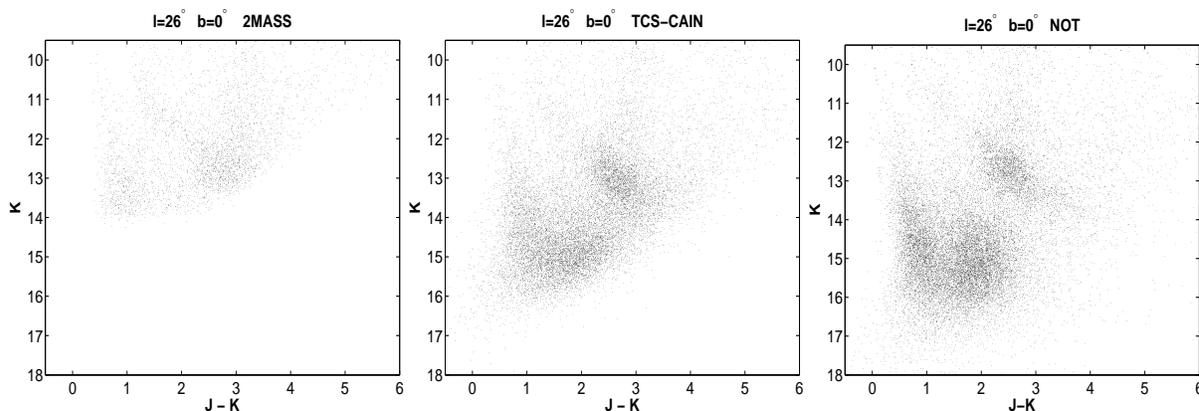


Figura 9.1: DCM para una región de $4' \times 4'$ centrada en $l = 26^\circ$, $b = 0^\circ$ obtenidos con el NOT (*dcha.*), TCS (*centro*) y 2MASS (*izqda.*).

A modo de ejemplo, podemos mostrar el resultado preliminar obtenido para el campo $l = 26^\circ$ $b = 0^\circ$ (Figura 9.1). Se observa como la mayor profundidad alcanzada con la NOTCam se traduce en una mayor capacidad de penetración a lo largo del plano, pudiendo obtener claramente la distribución de estrellas del disco una vez sobrepasada la sobredensidad, en torno a $(J - K, K) = (3, 14)$, algo imposible tanto con 2MASS como con el TCS.

9.1.3 Finalización de la base de datos multicolor TCS-CAIN

En el capítulo 4 se describe en profundidad el conjunto de observaciones que constituyen el catálogo infarrojo TCS-CAIN. Este catálogo esperamos que sea de gran utilidad en el análisis de la estructura Galáctica así como de la distribución de la extinción a lo largo de las regiones cercanas al plano, donde ésta es mayor. Paralelamente a esta base de datos, hemos contado con observaciones en el óptico mediante el uso de la WFC del INT. Estas observaciones están proporcionando gran cantidad de datos en los filtros g , r e i de Sloan (centrados en 4846 \AA , 6240 \AA y 7743 \AA respectivamente), para campos cercanos al plano seleccionados por haber sido observados durante las campañas de TCS-CAIN. Hecho este

que nos diferencia de otros surveys similares, como el *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), que proporciona detecciones en 5 filtros ópticos, u' : 3560 Å, g' : 4680 Å, r' : 6180 Å, i' : 7500 Å, z' : 8870 Å (Fugukita et al. 1996; Gunn et al. 1998), pero cuyas observaciones están limitadas a regiones situadas a $|b| > 25^\circ$ por efectos de extinción interestelar (York et al. 2000).

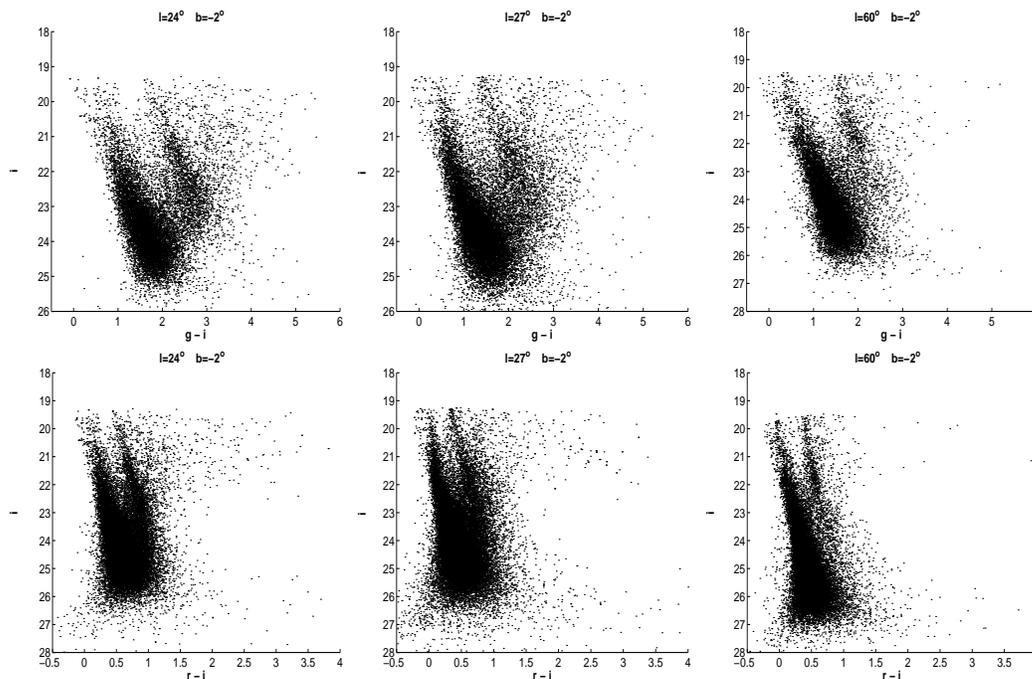


Figura 9.2: DCM $i/g - i$ (arriba) y $i/r - i$ (abajo) para distintos campos cercanos al plano observados con la WFC. Los datos están aún sin calibrar fotométricamente.

El estado de estas observaciones está aún en una fase menos avanzada que las del NOT anteriormente citadas por la gran cantidad de datos recopilados (Figura 9.2). Por el momento, los datos deben ser calibrados fotométrica y astrométricamente, con lo cual podemos incorporarlos a la base de datos global TCS-CAIN, que suministrará por tanto detecciones simultáneas en 6 filtros diferentes: g , r , i , J , H y K_s , lo que será de gran utilidad para trabajos posteriores de análisis de poblaciones Galácticas mediante diagramas color-color (Finlator et al. 2000; Yanni et al. 2000).

A

Lista de acrónimos

- **ADS:** The NASA Astrophysics Data System.
- **ADU:** Analogue-to-digital unit conversion constant.
- **AGB:** Asymptotic Giant Branch (Rama asintótica de gigantes).
- **CAIN:** Cámara Infrarroja del Telescopio Carlos Sánchez.
- **CCD:** Charge Coupled Device.
- **CDS:** Centre de Données Astromomiques de Strasbourg.
- **COBE:** Cosmic Background Explorer.
- **DCM:** Diagrama color-magnitud.
- **DENIS:** Deep Near Infrared Survey of the Southern Sky.
- **DIRBE:** Diffuse Infrared Background Experiment.
- **FAUST:** Far-Ultraviolet Space Telescope.
- **FIM:** Función inicial de masas.
- **FOCAS:** Faint Object Camera and Spectrograph (Subaru Telescope).
- **GLIMPSE:** Galactic Legacy Infared Mid-Plane Survey Extraordinaire.
- **GMC:** Giant Mollecular Cloud (Nube molecular gigante).
- **IDS:** Intermediate Dispersion Spectrograph.
- **INT:** Isaac Newton Telescope.
- **IPAC:** Infrared Processing and Analysis Center.
- **IRAC:** Infarred Array Camera.

-
- **IRAF**: Image Reduction and Analysis Facility.
 - **IRAS**: Infrared Astronomical Satellite.
 - **IRCS**: International Celestial Reference System.
 - **IRDC**: Infrared Dark Clouds (Nubes oscuras inarrojadas).
 - **ISO**: Infrared Space Observatory.
 - **MACHO**: Massive compact halo objects.
 - **MSX**: Midcourse Space Experiment.
 - **NOT**: Nordic Optical Telescope.
 - **OT**: Observatorio del Teide.
 - **PDAC**: Paris Data Analysis Center.
 - **RGB**: Red Giant Branch (Rama roja de gigantes).
 - **SDSS**: Sloan Digital Sky Survey.
 - **SDSU**: San Diego State University.
 - **TCS**: Telescopio Carlos Sánchez.
 - **TFE**: Tasa de formación estelar.
 - **TMGS**: Two Micron Galactic Survey.
 - **TMSS**: Two Micron Sky Survey.
 - **UCAC2**: The Second United States Naval Observatory CCD Astrograph Catalog.
 - **UKIRT**: United Kingdom Infra-Red Telescope.
 - **USNO**: The United States Naval Observatory.
 - **WD**: White Dwarf (Enana blanca).
 - **WIRE**: Wide Infrared Explorer.
 - **WFC**: Wide Field Camera.
 - **WFPC2**: Wide Field Planetary Camera.
 - **YSO**: Young Stellar Object (Objetos jóvenes estelares muy masivos).
 - **2IDR**: Second Incremental Data Release.
 - **2MASS**: Two Micron All Sky Survey.

B

Publicaciones relacionadas con esta tesis

Surveys Infrarrojos:

- *Correlation between 2MASS and DENIS data.*
Cabrera-Lavers, A., & Garzón, F., 2003, A&A, 403, 383.
- *TCS-CAIN: a deep multicolor NIR survey of the Galactic plane.*
Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P.L., Vicente, B., & González, C., 2004, enviado al A&A.
- *Astrometric reduction and calibration of the TCS-CAIN catalogue.*
Vicente, B., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P.L., & González, C., 2004, enviado al A&A.

Distribución de extinción interestelar:

- *A three-dimensional Galactic extinction model.*
Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A. & López-Corredoira, M. 2003, A&A, 409, 205.

Estructura Galáctica:

- *Stellar density in the NIR on the Galactic plane at longitudes 15-27 deg. Clues for the Galactic bar?*
Picaud, S., Cabrera-Lavers, A. & Garzón, F. 2003, A&A, 408, 141.
- *Old stellar Galactic disc in near-plane regions according to 2MASS: scales, cut-off, flare and warp.*
López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F. & Hammersley, P.L. 2002, A&A, 394, 883.
- *Evidences for a deficit of young and old stars in the Milky Way in-plane inner disc.*
López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Gerhard, O.E., & Garzón, F., 2004, 421, 953.

-
- *Thick disc component of the Galaxy from Near Infrared colour-magnitude diagrams.* Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., & Hammersley, P.L., 2004, aceptado para su publicación en A&A.

Bibliografía

- Acosta, J., 1999, "IR detector readout modes and the S/N ratio", IAC
- Aguerri, J. A. L., Hunter, J. H., Prieto, M., et al. 2001, A&A, 373, 786
- Alard, C. 2000, preprint[astro-ph/0007013]
- Alard, C. 2001, A&A, 379, L44
- Alves D.R., 2000, ApJ, 539, 732
- Ames, H.O. 1994, Proc. SPIE, 2227, 74
- Ames, H.O., & Burt, D.A. 1993, Proc. SPIE, 1765, 10
- Anderson, K. S. J., Baggett, S. M., & Baggett, W. E. 2002, A&AS, 200, 4313
- Arendt, R.G., Freudenreich, H.T., & Dwek, E. 1996, en AIP Conf. Proc. 348, Unveiling the Cosmic Infrared Background, ed. E. Dwek (New York: AIP), 305
- Arendt, R.G., Odegard, N., Weiland, J.L., Sodroski, T.J., et al. 1998, ApJ, 508, 74
- Armandroff, T.E. 1989, AJ, 97, 375
- Athanassoula, E. 1992, MNRAS, 259, 345
- Baade, W., 1944, ApJ, 100, 137
- Baggett, W. E., Baggett, S. M., & Anderson, K. S. J. 1998, AJ, 116, 1626
- Bahcall, J.H. 1986, ARA&A, 24, 577
- Bahcall, J.N., & Casertano, S. 1984, ApJ, 284, L35
- Bahcall, J.H., & Soneira, R.M. 1980, ApJS, 44, 73
- Bahcall, J.H., & Soneira, R.M. 1984, ApJS, 55, 67
- Bailin, J. 2003, ApJ, 583, L79
- Barnaby, D., Thronson Jr., H.A., 1992, AJ, 103, 41
- Bailer-Lopes, A., & Dettmar, R.-J., 1994, A&AS, 103, 475
- Battaner, E., & Florido, E., 1995, MNRAS, 277, 1129
- Battaner, E., & Florido, E., 2000, Fund. Cosmic. Phys., 21
- Battaner, E., Florido, E., & Jiménez-Vicente, 2002, A&A, 388, 213
- Battaner, E., Florido, E., & Sánchez-Saavedra, M.L. 1990, A&A, 236, 1
- Battaner, E., Garrido, J.L, Sánchez-Saavedra, M.L., & Florido, E. 1991, A&A, 251, 402
- Battaner, E., Garrido, J.L, Membrado, M., & Florido, E. 1992, Nature, 360, 652
- Battaner, E., & Jiménez-Vicente, J. 1998, A&A, 332, 809
- Battaner, E., Lesch, H., & Florido, E. 1999, An. Física, 94, 98
- Baud, B., Habing, H. J., Matthews, H. E., & Winnberg, A. 1981, A&A, 95, 156
- Becker, W. 1965, Z. Astrophys., 62, 54

- Beichman, C.A., 1987, *ARA&A*, 25, 521
- Bergeat, J., Knapik, A., & Rutily, B., 2002, *A&A*, 385, 94
- Bienaymé, O., Robin, A.C., & Crézé, M. 1987, *A&A*, 180, 94
- Bienaymé, O., Mohan, V., Crézé, M., Considère, S., & Robin, A.C. 1992, *A&A*, 253, 386
- Binney, J. 1978, *MNRAS*, 183, 779
- Binney, J. J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J., & Uchida, K. I., 1991, *MNRAS*, 252, 210
- Bissantz, N., & Gerhard, O. E. 2002, *MNRAS*, 330, 591
- Blommaert, J.A.D.L., Siebenmorgen, R. Coulais, A., et al. 2001, *The ISO Handbook*, Volume III: CAM - The ISO Camera
- Boggess, N.W., Mather, J.C., Weiss, R., Bennett, C.L., et al. 1992, *ApJ*, 397, 420
- Bok, B., 1937 in *The Distribution of the Stars in the Space*, Univ. of Chicago
- Borissova, J., Pessev, P., Ivanov, V. D., Saviane, I., Kurtev, R., & Ivanov, G. R. 2003, *A&A*, 411, 83
- Bottema, A. 1995, *A&A*, 295, 605
- Bottema, R., & Verheijen. M. A. W. 2002, *A&A*, 388, 793
- Bosma, A. 1981, *AJ*, 86, 1791
- Briggs, F.H. 1990, *ApJ*, 352, 15
- Burbidge, E.M., Burbidge, G.R., & Shelton, J.W. 1967, *ApJ*, 150, 783
- Burgasser, A. J., et al. 2000, *AJ*, 120, 1100
- Burgdof, M.J., Cohen, M., Price, S.D., Ott, S., et al. 2000, *A&A*, 360, 111
- Burke, B.F. 1957, *AJ*, 62, 90
- Burton, W.B. 1988, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, ed. K.I. Kellerman, & G.L. Verschuur (Springer-Verlag, Berlín), 295
- Burton, W.B. 1992, *The Galactic Interstellar Medium*, ed. D. Pfenniger, & P. Bartholdi (Springer-Verlag, Berlín), 126
- Burton, W. B. & Te Lintel Hekkert, P. 1986, *A&AS*, 65, 427
- Buser, R., Rong, J., & Karaali, S., 1998, *A&A*, 331, 934
- Buser, R., Rong, J., & Karaali, S., 1999, *A&A*, 348, 98
- Buta, R., 1996, in *IAU Colloq. 157, Barred Galaxies*, ed. R. Buta, D. Crocker, & B. Elmegreen, *ASP Conf. Ser.*, 11
- Byun, Y.-I. 1998, *Chinese Journal of Physics*, 36, 677
- Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., & Hammersley, P.L. 2004, *A&A*, submitted
- Calbet, X., Mahoney, T., Hammersley, P.L., Garzón, F., & López-Corredoira, M. 1996, *ApJ*, 457, L27
- Caldwell, J. A. R., & Ostriker, J. P. 1981, *ApJ*, 251, 61
- Cambrésy, L., Reach, W. T., Beichman, C. A., & Jarrett, T. H. 2001, *ApJ*, 555, 563
- Cardelli, J.A., Clayton, G.C., & Mathis, J.S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carey, S.J., Clark, F.O., Egan, M.P., Price, S.D., Shipman, R.F., & Kuchar, T.A. 1998, *ApJ*, 508, 721
- Carey, S.J., Feldman, P.A., Redman, R.O., Egan, M.P., MacLeod, J.M., & Price, S.D. 2000, *ApJ*, 543, L157
- Carney, B.W., Latham, D.W., & Laird, J.B., 1989, *AJ*, 97, 423
- Casertano, R., Ratnatunga, K., & Bahcall, J.N., 1990, *ApJ*, 357, 435.

- Castellani, V., Degl'Innocenti, S., Petroni, S., & Piotto, G. 2001, MNRAS, 324, 167
- Castro-Rodríguez, N., 2000, "Caracterización de la cámara infrarroja CAIN", Diploma de Estudios Avanzados, Universidad de La Laguna.
- Castro-Rodríguez, N., López-Corredoira, M., Sánchez-Saavedra, M.L., & Battaner, E. 2002, A&A, 391, 519
- Catchpole, R.M., Whitelock, P.A., & Glass, I.S. 1990, MNRAS, 247, 479
- Cesarsky, C.J., Abergel, A., Agnèse, P. et al. 1996, A&A, 315, L32
- Clayton, G.C., & Mathis, J.S. 1988, ApJ, 96, 695
- Close, L. M., Potter, D., Brandner, W., Lloyd-Hart, M., Liebert, J., Burrows, A., & Siegler, N. 2002, ApJ, 566, 1095
- Cohen, M. 1993, AJ, 105, 1860
- Cohen, M. 1994, AJ, 107, 582
- Cohen, M. 1995, ApJ, 444, 874
- Cohen, M. 1999, NASA STI/Recon Technical Report N38402
- Cohen, M., Hammersley, P.L., & Egan, M.P., 2000, AJ, 120, 3362
- Cohen, M., Sasseen, T., & Bowyer, S. 1994, ApJ, 427, 848
- Chen, B., Stoughton, C., Smith, J.A., Uomoto, A., et al. 2001, ApJ, 553, 184
- Chengalur, J. N., Lewis, B. M., Eder, J., & Terzian, Y. 1993, ApJS, 89, 189
- Chiu, L.T.G. 1980, ApJS, 44, 41
- Cutri, R.M., Skrutskie, M.F., Van Dyk, S., et al. 2000, Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release, Caltech
- Dame, T.M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792
- Debattista, V. P., Gerhard, O., & Sevenster, M. N. 2002, MNRAS, 334, 355
- Deeg, H.J., Muñoz-Tuñón, C., Tenorio-Tagle, G., et al. 1998, A&AS, 129, 455
- de Grijs, R., Kregel, M., & Wesson, K.H. 2001, MNRAS, 324, 1074
- de Grijs, R., & Peletier, R.F. 1997, A&A, 320, L21
- Delmotte, N., Egret, D., Loup, C., & Cioni, M., 2001, SPIE, 4477, 301.
- Derrière, S. 2001, Tesis Doctoral, Universidad Louis Pasteur, Estrasburgo
- Derrière, S., & Robin, A.C. 2001, The New Era of Wide Field Astronomy, ASP Conf. Ser., 232, 229
- de Vaucouleurs, G. 1948, Ann. Astrophysics, 11, 247
- de Vaucouleurs, G. 1958, ApJ, 128, 465
- de Vaucouleurs, G., & Pence, W.D. 1978, AJ, 83, 1163
- Diplas, A., & Savage, B.D. 1991, ApJ, 377, 126
- Djorgovski, S., & Sosin, C. 1989, ApJ, 342, L13
- Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., López-Corredoira, M., 2003, A&A, 409, 205
- Drimmel, R., Smart, R.L., & Lattanzi, M.G. 2000, A&A, 354, 67
- Drimmel, R., & Spergel, D.N. 2001, ApJ, 556, 181
- Dutra, C. M. & Bica, E. 2001, A&A, 376, 434
- Dwek, E. & Arendt, R. G. 1998, ApJ, 508, L9
- Dwek, E., et al. 1995, ApJ, 445, 716
- Eaton, N., Adams, D.J., & Giles, A.B. 1984, MNRAS, 208, 241
- Eichhorn, H. 1974, Astronomy of Star Positions, ed. Frederick Ungar Publishing Co., New York. p. 70
- Egan, M. P. et al., 1999, "The Midcourse Space Experiment Point Source Catalog

Version 1.2 Explanatory Guide”, Air Force Research Laboratory Technical Report, AFRL-VSTR 1999-1522

- Egan, M.P., van Dyk, S.D., & Price, S.D. 2001, 122, 1844
- Einasto, J. 1979, *The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W.B. Burton, IAU Symp., 84, 451
- Elitzur, M., Goldreich, P., & Scoville, N. 1976, *ApJ*, 205, 384
- Epchtein N., 1997, in: *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, F. Garzón F., N. Epchtein N., A. Omont, B. Burton, P. Persi, eds., kluwer, Dordrecht, p. 15
- Epchtein, N., Deul, E., Derrière, S., Borsenberger, J. 1999, *A&A*, 349, 236
- ESA, 1997, *The Hipparcos and Thyco Catalogues*, ESA SP-1200, Vol. 1-17 (ESA97)
- Fazio, G.G., Hora, J.L., Allen, L.E., Ashby, M.L.N., et al. 2003, *AAS*, 203, 2202
- Felli, M., Comoretto, G., Testi, L., Omont, A., & Schuller, F. 2000, *A&A*, 362, 199
- Felli, M., Testi, L., Schuller, F., & Omont, A. 2002, *A&A*, 392, 971
- Fenkart, R.P. 1967, *Z. Astrophys.*, 66, 390
- Fenkart, R.P. 1968, *Z. Astrophys.*, 68, 87
- Fenkart, R.P. 1969, *Z. Astrophys.*, 3, 228
- Ferguson, A.M.N., & Clark, C.J. 2001, *MNRAS*, 325, 781
- Finlator, K., Ivezić, Z., Fan, X., Strauss, M.A., et al. 2000, *AJ*, 120, 2615
- Florido, E., 1989, Tesis Doctoral, Universidad de Granada
- Florido, E., Battaner, E., Gujarro, A., Garzón, F., & Jiménez-Vicente, J. 2001, *A&A*, 378, 82
- Fouqué, P., Chevallerier, L., Cohen, M., Galliano, E., et al., 2000, *A&AS*, 141, 313.
- Freeman, K.C. 1970, *ApJ*, 160, 811
- Freeman, K.C. 1996, in *IAU Colloq. 157, Barred Galaxies*, ed. R. Buta, D. Crocker, & B. Elmegreen, ASP Conf. Ser., 91, 1
- Freudenreich, H.T. 1996, *ApJ*, 468, 663
- Freudenreich, H.T. 1998, *ApJ*, 492, 495
- Freudenreich, H.T., Berriman, G.B., Dwek, E., Hauser, M.G., et al. 1994a, *ApJ*, 429, 69
- Freudenreich, H.T., Sodroski, T.J., Berriman, G.B. et al. 1994b, *ApJ*, 429, L69
- Friel, E.D., 1987, *AJ*, 93, 1388
- Fry, A.M., Morrison, H.L., Harding, P., & Boronson, T.A. 1999, *AJ*, 118, 1209
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J.E., Doi, M., Shimasaku, K., & Schneider, D.P. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Galletti, S., Federici, L., Bellazzini, M., Fusi Pecci, F., & Macrina, S. 2004, *A&A*, 416, 917
- García-Ruiz, I., 2001, Tesis Doctoral, Universidad de Groningen
- García-Ruiz, I., Kuijken, K., & Dubinski, J. 2002, *MNRAS*, 337, 459
- Garzón, F., Hammersley, P. L., Mahoney, T., et al. 1993, *MNRAS*, 264, 773
- Garzón, F., López-Corredoira, M., Hammersley, P.L., Mahoney, T., Calbet, X., & Beckman, J.E. 1997, *ApJ*, 491, L31
- Gilmore, G.F., 1981, *MNRAS*, 195, 183
- Gilmore, G.F., & Reid, I.N., 1983, *MNRAS*, 202, 1025
- Gilmore, G.F., & Wyse, R.G., 1985, *AJ*, 90, 2015
- Gilmore, G.F., Wyse, R.G., & Jones, J.B., 1995, *AJ*, 109, 1095

- Gilmore, G.F., Wyse, R.G., & Kuijken, K., 1989, *ARA&A*, 27, 555
- Girardi, L., & Salaris, M. 2001, *MNRAS*, 323, 109
- Gizis, J. E., Reid, I. N., & Monet, D. G. 1999, *AJ*, 118, 997
- Glass, I.S., Ganesh, S., Alard, C., et al. 1999, *MNRAS*, 308, 127
- Goldman, B., Afonso, C., Alard, C., et al. 2002, *A&A*, 389, L69
- Grocholski A. J., & Sarajedini A. 2002, *AJ*, 123, 1603
- Groenewegen, M.A.T. 2000 *A&A*, 363, 901
- Guillout, P., Haywood, M., Motch, C., & Robin, A.C. 1996, *A&A*, 316, 89
- Gulkis, S., Lubin, P.M., Meyer, S.S., & Silverberg, R.F. 1990, *Sci. Am.*, 262, 132
- Gunn, J.E. 1982, en *Astrophysical Cosmology, Study Week on Cosmology and Fundamental Physics (Vatican City State)*, 233
- Gunn, J.E., Carr, M.A., Rockosi, C.M., Sekiguchi, M., et al. 1998, *AJ*, 116, 3040
- Gyuk, G., Flynn, C., & Evans, N.W. 1999, *ApJ*, 521, 190
- Habing, H.J. 1988, *A&A*, 200, 40
- Hacking, P., & Houck, J.R. 1987, *ApJS*, 63, 311
- Hamabe, M., Okamura, S., Iye, M., & Nishimura, S. 1981, *PASJ*, 33, 643
- Hammersley, P.L., Cohen, M., Garzón, F., Mahoney, T., & López-Corredoira, M. 1999, *MNRAS*, 308, 333
- Hammersley, P.L., Garzón, F., Mahoney, T., & Calbet, X. 1994, *MNRAS*, 269, 753
- Hammersley, P.L., Garzón, F., Mahoney, T., & Calbet, X. 1995, *MNRAS*, 273, 206
- Hammersley, P. L., Garzón, F., Mahoney, T. J., López-Corredoira, M., & Torres, M. A. P. 2000, *MNRAS* 317, L45
- Haywood, M., Robin, A.C., & Crézé, M., 1997, *A&A*, 320, 440
- Hauser, M.G., et al. 1991, en *AIP Conf. Proc.* 222, *After the First Three Minutes*, ed. S. Holt, C. Bennett, & V. Trimble (New York: AIP), 161
- Hauser, M.G., Kelsall, T., Leisawitz, D., & Weiland, J. 1995, *COBE Explanatory Supplement, Version 2.0*, COBE Ref. Pub. No. 95-A (Greenbelt, MD: NASA/GSFC)
- Hennebelle, P., Pérault, M., Teyssier, D., & Ganesh, S. 2001, *A&A*, 365, 598
- Hepburn, I. 1991, Tesis Doctoral, University of London
- Herman, J., & Habing, H. J. 1985, *Phys. Rep.*, 124(4), 255
- Hog, E., Fabricius, C., Makarov, V.V., et al. 2000a, *A&A*, 355, L27
- Hog, E., Fabricius, C., Makarov, V.V., et al. 2000b, *A&A*, 357, 367
- Honma, M., & Sofue, Y. 1996, *PASJ*, 48, L103
- Hunt, L.K., Mannucci, F., Testi, L., Migliorini, S., et al. 1998, *AJ*, 115, 2594
- Hunter, C., & Toomre, A. 1969, *ApJ*, 155, 747
- Ibata, R.A., & Razoumov, A.O. 1998, *A&A*, 336, 130
- Ideta, M., Hozumi, S., Tsuchiya, T., & Takizawa, M. 2000, *MNRAS*, 311, 733
- Innanen, K.A., Kamper, K.W., Papp, K.A., & van den Bergh, S. 1982, *ApJ*, 254, 515
- Ishida, K., & Mikami, T. 1982, *PASJ*, 34, 89
- Ivanov, V. D., Borissova, J., Pessev, P., Ivanov, G. R., & Kurtev, R. 2002, *A&A*, 394, L1
- Jiang, I., & Binney, J. 1999, *MNRAS*, 303, L7
- Jiang, B.W., Omont, A., Ganesh, S., Simon, G., & Schuller, F. 2003, *A&A*, 400, 903
- Jones, A.W., Selby, M.J., Prieto-Muñoz, M., & Sánchez-Magro, C. 1984, *A&A*, 138, 297

- Jones, T.J., Ashley, M., Hyland, A.R., & Ruelas-Mayorga, A. 1981, MNRAS, 197, 413
- Joven, E., Viera, T., Sosa, N., & Cruz-López, A., 1999, "CAIN-II: Manual de mantenimiento del sistema de control de CAIN-II y otra documentación relacionada de interés", IAC
- Kawara, K., Kozasa, T., Sato, S., Kobayashi, Y., Okuda, H., & Jugaku, J. 1982, PASJ, 34, 389
- Kennicutt, R.C. 1989, ApJ, 344, 685
- Kent, S.M., Dame, T.M., & Fazio, G. 1991, ApJ, 378, 131
- Kerber, L.O., Javiel, S.C., & Santiago, B.X. 2001, A&A, 365, 424
- Kiraga, M., & Paczyński, B. 1994, ApJ, 430, L101
- Kiraga, M., Paczyński, B., & Stanek, K. Z. 1997, ApJ, 485, 611
- Kleinmann, S.G., Cutri, R.M., Young, E.T., Low, F.J., & Gillett, F.C. 1986, Explanatory Supplement to the IRAS Serendipitous Survey Catalog, (Pasadena: JPL)
- Koen, C., & Lombard, F. 2003, MNRAS, 343, 241
- Krause, O., Lemke, D., Tóth, L.V., et al. 2003, A&A, 398, 1007
- Kron, R.G., 1980, ApJS, 43, 305
- Kylafis, N.D., & Bahcall, J.N. 1987, ApJ, 317, 637
- Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 1999, ApJ, 512, 250
- Larson, R.B. 1976, MNRAS, 176, 31
- Larsen, J.A., & Humphreys, R.M., 2003, AJ, 125, 1958
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, A&AS, 125, 229
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, A&A, 130, 65
- Lépine, J. R. D., & Leroy, P. 2000, MNRAS, 313, 263
- Lewis, J.R., & Freeman, K.C. 1989, ApJ, 97, 139
- Liu, W.M., & Chaboyer, B. 2000, ApJ, 544, 818
- López-Corredoira, M., Betancort-Rijo, J., & Beckman, J. E. 2002, A&A, 386, 169
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers A., Hammersley, P.L., & Garzón, F., 2002, A&A, 394, 883
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Gerhard, O., Garzón, F. 2004a, A&A, 421, 953
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Gerhard, O. 2004b, submitted to A&A
- López-Corredoira, M., Cohen, M., & Hammersley P.L. 2001b, A&A, 367, 106
- López-Corredoira, M., Garzón, F., Beckman, J.E., Mahoney, T.J., Hammersley P.L., & Calbet, X., 1999, AJ, 118, 381
- López-Corredoira, M., Garzón, F., Hammersley P.L., Mahoney, T.J., & Calbet, X., 1997, MNRAS, 292, L15
- López-Corredoira, M., & Garzón, F., 2000, "Guía rápida para la cámara IR del TCS (CAIN)", IAC
- López-Corredoira, M., Hammersley P.L., Garzón, F., Cabrera-Lavers, A., Castro-Rodríguez, N., Schultheis, M., & Mahoney, T.J. 2001a, A&A, 373, 139
- López-Corredoira, M., Hammersley P.L., Garzón, F., & Simmoneau, E. 2000, MNRAS, 313, 392
- Lucy, L.B. 1974, AJ, 79, 745
- Lumsden, S.L., Hoare, M.G., Oudmaijer, R.D., & Richards, D. 2002, MNRAS, 336,

621

- Maihara, T., Oda, N., Sugiyama, T., & Okuda, H. 1978, PASJ, 30, 1
- Majewski S. R., 1993, ARA&A, 31, 375
- Majewski, S. R., et al. 2004, AJ, 128, 245
- Majewski, S. R., Skrutskie, M. F., Weinberg, M. D., & Ostheimer, J. C. 2003, ApJ, 599, 1082
- Martin, N. F., Ibata, R. A., Bellazzini, M., Irwin, M. J., Lewis, G. F., & Dehnen, W. 2004, MNRAS, 348, 12
- Mather, J.C. 1982, Opt. Eng., 21, 769
- Mathis, J.S. 1990, ARA&A, 28, 37
- McCuskey, S.W., 1956, ApJ, 123, 458
- Megeath, S.T., Allen, L.E., Calvet, N., Deutsch, L.K., et al. 2004, AAS, 204, 3306
- Mihalas, D., & Binney. J. 1981, Galactic Astronomy: Structure and Kinematics, San Francisco: Freeman
- Miyamoto, M., Yoshizawa, M., & Suzuki, S. 1988, A&A, 194, 107
- Monet, D., Levine, S., Canzian, B. et al. 2003, AJ, 125, 984
- Moshir, M., et al. 1989, Explanatory Supplement to the IRAS Faint Source Survey (Pasadena: JPL)
- Narayan, C.A., & Jog, C.J. 2002a, A&A, 394, 89
- Narayan, C.A., & Jog, C.J. 2002b, A&A, 390, L35
- Narayan, C.A., & Jog, C.J. 2003, A&A, 407, L59
- Narayan, C.A., & Jog, C.J. 2004, en preparación
- Nelson, A.H., 1988, MNRAS, 233, 115
- Neugebauer, G., Leighton R.B., 1969, Two Micron Sky Survey, NASA SP-3047, GPO, Washington DC.
- Nikolaev, S., Drake, A. J., Keller, S. C., Cook, K. H., Dalal, N., Griest, K., Welch, D. L., & Kanbur, S. M. 2004, ApJ, 601, 260
- Noguchy, M., & Ishibashi, S. 1986, MNRAS, 219, 305
- Norris, J., & Green, E.M., 1989, ApJ, 337, 272
- Norris, J., & Ryan, S.G., 1991, ApJ, 380, 403
- Ng, Y. K., Bertelli, G., Chiosi, C., & Bressan, A. 1997, A&A, 324, 65
- Ohta, K., Hamabe, M., & Wakamatsu, K. 1990, ApJ, 357, 71
- Ojha, D. K., 2001, MNRAS, 322, 426
- Ojha, D.K., Bienaymé, O., Mohan, V., & Robin, A.C. 1999, A&A, 351, 945
- Ojha, D.K., Bienaymé, O., Robin, A.C., & Mohan, V., 1994a, A&A, 284, 810
- Ojha, D.K., Bienaymé, O., Robin, A.C., & Mohan, V., 1994b, A&A, 290, 771
- Ojha, D.K., Bienaymé, O., Robin, A.C., Crézé, M., & Mohan, V., 1996, A&A, 311, 456
- Ojha, D.K., Omont, A., Schuller, F., et al. 2003, A&A, 403, 141
- Omont, A., Ganesh, S., Alard, C., et al. 1999, A&A, 348, 755
- Omont, A., Gilmore, G.F., Alard, C., et al. 2003, A&A, 403, 975
- Oort, J.H. 1938, Bull. Astron. Inst. Neth., 8, 233
- Oort, J.H., Kerr, F.J., & Westerhout, G. 1958, MNRAS, 118, 379
- Ortiz, R., Blommaert, J.A.D.L., Copet, E., Ganesh, S., et al. 2002, A&A, 388, 279
- Ortiz, R., & Lépine, J.R.D. 1993, A&A, 279, 90

- Ostriker, J., & Binney, J. 1989, MNRAS, 237, 785
- Paczyński, B., & Stanek, K.Z. 1998, ApJ, 494, L219
- Pahre, M.A., Ashby, M.L.N., Barnby, P. Fazio, G., et al. 2004, AAS, 204, 3310
- Paul E. R., 1993, in *The Milky Way Galaxy and Statistical Cosmology, 1890-1924*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Pérault, M., Omonto, A., Simon, G., et al. 1996, A&A, 315, L165
- Percival, S.M., & Salaris, M. 2003, MNRAS, 343, 539
- Persi, P., Marenzi, A.R., Kass, A., et al. 2001, AJ, 117, 439
- Persi, P., Marenzi, A.R., Gómez, M., & Olofsson, G. 2001, A&A, 376, 907
- Peterson, B., Ellis, R.S., Kibblewhite, A., Bridgeland, M.T., Hooley, T. & Horner, D., 1979, ApJ, 233, L109
- Picaud, S., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., 2003, A&A, 408, 141
- Picaud, S., & Robin, A.C. 2004, submitted to A&A
- Pierre, M. 1987, A&A, 175, 54
- Pietrzyński, G., & Gieren, W. 2002, AJ, 124, 2633
- Pietrzyński, G., Gieren, W., & Udalski, A. 2003, AJ 125, 2494
- Pohlen, M., Dettmar, R.-J., & Lütticke, R. 2000a, A&A, 357, L1
- Pohlen, M., Dettmar, R.-J., Lütticke, R., & Schwarzkopf, U. 2000b, A&AS, 144, 405
- Pohlen, M., Dettmar, R.-J., Lütticke, R., & Aronica, G. 2002, A&A, 392, 807
- Porcel, C., & Battaner, E. 1995, MNRAS, 274, 1153
- Porcel, C., Battaner, E., & Jiménez-Vicente, J. 1997, A&A, 322, 103
- Porcel, C., Garzón, F., Jiménez-Vicente, J., & Battaner, E. 1998, A&A, 330, 136
- Price, S.D., 1988, PASP, 100, 171.
- Price, S.D., Egan, M.P., Carey, S.J., Mizuno, D.R., & Kuchar, T.A. 2001, AJ, 121, 2819
- Rapaport, M., Le Campion, J.-F., Soubiran, C., et al. 2001, 376, 325
- Reed, B.C. 1996, AJ, 111, 804
- Reid M. J., 1993, ARA&A 31, 345
- Reid, N., & Majewski, S. R 1993, ApJ, 409, 635
- Rejkuba, M., Minniti, D., Silva, D.R., & Bedding, T.R. 2001, A&A, 379, 781
- Rejkuba, M., Minniti, D., Courbin, F., & Silva, D.R. 2002, ApJ, 564, 688
- Reshetnikov, V., & Combes, F. 1998, A&A, 337, 9
- Reshetnikov, V., & Combes, F. 1999, A&A, 138, 101
- Reshetnikov, V., Battaner, E., Combes, F., & Jiménez-Vicente, J. 2002, A&A, 382, 513
- Reylé, C., & Robin, A.C. 2001, A&A, 373, 886
- Reylé, C., Robin, A.C., & Crézé, M. 2001, A&A, 378, L53
- Revaz, Y., & Pfenninger, D. 2001, *Gas and Galaxy Evolution*, ed. J.E. Hibbard, M. Rupen, & J.H. van Gorkom (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), ASP Conf. Proc., 240, 278
- Rieke G. H., Lebofsky M. J., 1985, ApJ 288, 618
- Robin, A.C., & Crézé, M. 1986, A&A, 157, 71
- Robin, A.C., Crézé, M., & Mohan, V. 1992, ApJ, 400, L25
- Robin, A.C., Haywood, M., Crézé, M., Ojha, D.K, & Bienaymé, O. 1996, A&A, 305, 125

- Robin, A.C., Reylé, C., & Crézé, M. 2000, *A&A*, 359, 103
- Robin, A.C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Robin, A.C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2004, *A&A*, 416, 157
- Robinson, B. J., Manchester, R. N., Whiteoak, J. B., Otrupcek, R. E., & McCutcheon, W. H. 1988, *A&A*, 193, 60
- Rocha-Pinto, H. J., Majewski, S. R., Skrutskie, M. F., & Crane, J. D. 2003, *ApJ*, 594, L115
- Rogstad, D.H., Lockhard, I.A. & Wright, M.C.H. 1974, *ApJ*, 193, 309
- Roman, N., 1954, *AJ*, 59, 307
- Rong, J., Buser, R., & Karaali, S. 2001, *A&A*, 365, 431
- Rousseau, J., Paturel, G., Vauglin, I., Schröder, et al. 2000, *A&A*, 363, 62
- Rowan-Robinson, M., & Chester, T. 1987, *ApJ*, 313, 413
- Ruelas-Mayorga, R.A., & Teague, P.F. 1992, *A&AS*, 93, 61
- Ruphy, S., Epchtein, N., Cohen, M., Copet, E., et al. 1997, *A&A*, 326, 597
- Ruphy, S., Robin, A.C., Epchtein, N., Copet, E., Bertin, E., Fouqué, P., & Guglielmo, F. 1996, *A&A*, 313, L21
- Salaris, M., & Girardi, L. 2002, *MNRAS*, 337, 332
- Sandage, A., 1987, *AJ*, 93, 610
- Sánchez-Saavedra, M.L., Battaner, E., & Florido, E. 1990, *MNRAS*, 246, 458
- Sánchez-Saavedra, M.L., Battaner, E., Guijarro, A., López-Corredoira, M., & Castro-Rodríguez, N. 2003, *A&A*, 399, 457
- Sancisi, R. 1976, *A&A*, 53, 159
- Sancisi, R. 1999, *Ap&SS*, 269, 59
- Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., & Scoville, N. Z. 1999, *ApJS*, 124, 403
- Sarajedini, A., Lee, Y.W., & Lee, D.H., 1995, *ApJ*, 450, 712
- Sarajedini, A., Grocholski, A.J., Levine, J., & Lada, E. 2002, *AJ*, 124, 2625
- Sasaki, T. 1987, *PASJ*, 39, 849
- Sato, N.R., & Sawa, T. 1986, *PASJ*, 38, 63
- Schaltenbrand, R. 1974, *A&AS*, 18, 27
- Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schuh, S. L., et al. 2003, *A&A*, 410, 649
- Schuller, F. 2002, Tesis Doctoral, Universidad Pierre et Marie Curie, Paris
- Schuller, F., Ganesh, S., Messineo, M., et al. 2003, *A&A*, 403, 955
- Schultheis, M., Ganesh, S., Simon, G., et al. 1999, *A&A*, 349, L69
- Schultheis, M., & Glass, I.S. 2001, *MNRAS*, 327, 1193.
- Schwartz, U.J. 1985, *A&A*, 142, 273
- Seares, F.H., 1922, *PASP*, 34, 233
- Seares, F.H., van Rhijn, P., Jpyner, M.C., & Richmond, M.L., 1925, *ApJ*, 62, 320
- Sevenster, M. N. 1999, *MNRAS*, 310, 629
- Sevenster, M. N., Chapman, J. M., Habing, H. J., Killeen, N. E. B., & Lindqvist, M. 1997a, *A&AS*, 122, 79
- Sevenster, M. N., Chapman, J. M., Habing, H. J., Killeen, N. E. B., & Lindqvist, M. 1997b, *A&AS*, 124, 509
- Sevenster, M. N., van Langevelde, H., Chapman, J. M., Habing, H. J., & Killeen, N. E. B. 2001, *A&A*, 366, 481

- Siegel M.H., Majewski, S.R., Reid, I.N., & Thompson, I.B., 2002, *ApJ*, 578, 151
- Silverberg, R.F., et al. 1993, in *Proc. SPIE Conf. 2019, Infrared Spaceborne Remote Sensing*, ed. M.S. Scholl (Bellingham: SPIE), 180
- Simpson, J.P., Witteborn, F.C., & Price, S.D. 1998, *ApJ*, 508, 268
- Simpson, J.P., Witteborn, F.C., Cohen, M., & Price, S.D. 1999, en *ASP Conf. Ser. 186, The Central Parsecs*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W. Huschl, F. Melia, & M. Rieke (San Francisco: ASP), 40
- Sjouwerman, L. O., van Langevelde, H. J., Winnberg, A., & Habing, H. J. 1998, *A&AS*, 128, 35
- Skrutskie, M. F. & Majewski, S. 2003, American Astronomical Society Meeting, 203,
- Skrutskie M. F., Schneider S. E., Stiening R., et al. 1997, in: *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, F. Garzón F., N. Epchtein N., A. Omont, B. Burton, P. Persi, eds., Kluwer, Dordrecht, p. 25
- Smith, H.A., Allen, L.E., Fazio, G., Melnick, G., et al. 2004, *AAS*, 204, 6110
- Sodroski, T. J., et al. 1994, *ApJ*, 428, 638
- Sodroski, T.J., Odegard, N., Arendt, R.G., Dwek, E., Weiland, J.L., Hauser, M.G., & Kelsall, T. 1997, *ApJ*, 480, 173
- Spagna, A., Lattanzi, M. G., Lasker, B. M., McLean, B. J., Massone, G., & Lanteri, L., 1996, *A&A*, 313, L21
- Sparke, L.S., & Casertano, S. 1988, *MNRAS*, 243, 813
- Spitzer, L., & Schwarzschild, M. 1951, *ApJ*, 114, 385
- Spicker, J., & Feitzinger. J.V. 1986, *A&A*, 163, 43
- Sūdžius, J., Bobinas, J., & Raudeliūnas, S. 1996, *Baltic Astromomy*, 5, 485
- Stanek, K.Z., & Garnavich, P.M. 1998, *ApJ*, 503, L131
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191
- Trefzger, Ch.F., Pel, J.W., & Gabi, S. 1995, *A&A*, 304, 381
- Tyson, J.A., & Jarvis, J.F. 1979, *ApJ*, 230, 153
- Unavane, M., Gilmore, G., Epchtein, N., Simon, G., Tiphéne, D., & de Batz, B. 1998, *MNRAS*, 295, 119
- Ungerechts, H., Umbahnwar, P., & Thaddeus, P. 2000, *ApJ*, 537, 221
- Valdés, F., Campusano, L., Velasquez, J. & Stetson, P. 1995, *PASP*, 107, 1119
- Vallenari, A., Bertelli, G., & Schmidtobreck, L., 2000, *A&A*, 361, 73
- van der Kruit, P.C. 1979, *A&AS*, 38, 15
- van der Kruit, P.C. 1987, *A&A*, 173, 59
- van der Kruit, P.C. 1988, *A&A*, 192, 117
- van der Kruit, P.C., & Searle, L. 1981a, *A&A*, 95, 105
- van der Kruit, P.C., & Searle, L. 1981b, *A&A*, 95, 116
- van der Kruit, P.C., & Searle, L. 1982, *A&A*, 110, 61
- van Rhijn, P., 1936, Groningen Publ., 47
- Vauglin, I., Rousseau, J., Paturel, G., Borsenberger, J., et al. 2002, *A&A*, 387, 1
- Walker, H.J., Cohen, M., Volk, K., Wainscoat, R.J., & Schwartz, D.E. 1989, *AJ*, 98, 2163
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walzer, H. J., & Schwartz D. E., 1992, *ApJS* 83, 111
- Weinberg, M. 1998, *MNRAS*, 299, 499

-
- Welachew, L., Sancisi, R., & Guelin, M. 1978, *A&A*, 65, 37
 - Wheelock, S.L., et al. 1994, *IRAS Sky Survey Atlas Explanatory Supplement*, JPL Publication 94-11 (Pasadena:JPL)
 - Wouterloot J. G. A., Brand J., Burton W. B., Kwee K. K., 1990, *A&A* 230, 21
 - Wright, E. L. & Reese, E. D. 2000, *ApJ*, 545, 43
 - Yamagata, T., & Yoshii, Y., 1992, *AJ*, 103, 117
 - Yanni, B., Newberg, H.J., Kent. S., Laurent-Muehleisen, S.A.. et al. 2000, *ApJ*, 540, 825
 - Yonekura, Y., Dobashi, K., Mizuno, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1997, *ApJS*, 110, 21
 - York, D.G., Adelman, J., Anderson Jr, J.E., Anderson, S.F., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579
 - Zacharias, N., Zacharias M., Urban S., & Rafferty T. 2001, *Bulletin of the American Astronomical Society* 33, 1495.
 - Zagury, F., Boulanger, F., & Banchet, V. 1999, *A&A*, 352, 645
 - Zurita, A., & Battaner, E. 1997, *A&A*, 322, 86

Agradecimientos

Esta tesis no hubiera sido posible sin la ayuda prestada por mis directores, Francisco (Paco) Garzón y Peter Lawrence Hammersley, quienes no se han limitado únicamente a una revisión superficial del trabajo. Paco ha sido el prototipo de director de tesis que uno siempre desea, ya que ha estado supervisando el trabajo con criterio y rigor, pero dejando al mismo tiempo ese cierto grado de libertad tan necesario al desarrollar un trabajo de este tipo. Peter, por su parte, ha sabido sacar tiempo de debajo de las piedras para ayudarme siempre que lo he necesitado, y ha sabido mostrarme las 'cosas curiosas' de cada nuevo proyecto en el que nos embarcamos.

Debo agradecer también su ayuda al 'doble doctor' Martín López Corredoira que, sin lugar a dudas se ha convertido en mi tercer director de tesis. Sus comentarios, ideas y reflexiones han servido para impulsar la tesis en momentos puntuales de la misma y han sido de gran utilidad, no sólo en el ámbito de la astrofísica. Tampoco debo olvidar al resto del grupo de estructura Galáctica del Instituto de Astrofísica de Canarias con los que he tenido la suerte de trabajar estos últimos cuatro años: Carlos González, Belén Vicente, Sebastien Picaud y Nieves Castro, que han significado una gran ayuda en múltiples aspectos de la tesis, bien fuera recopilando o reduciendo datos, o tan sólo aguantando mis 'chapas' en el telescopio, que también tiene mérito.

Por supuesto, todo lo anterior no serviría de nada si el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) no hubiera puesto su confianza en mí al concederme una beca de Astrofísico Residente para la realización de esta tesis. Por ello quiero mostrar mi más sincero agradecimiento a esta institución, y a su director, el Profesor Francisco Sánchez, por haberme permitido trabajar en estas excelentes instalaciones. No me olvido tampoco del Dr. Ismael Pérez Fournón, gracias a quien me introduje por primera vez como colaborador en el IAC y sin el cual quién sabe si no hubiera dirigido mis pasos hacia otros derroteros alejados de la astrofísica.

Agradezco a todos los amigos del IAC que he hecho en estos años el haber estado siempre ahí para lo bueno, la mayoría de las veces, y para lo malo, las menos. Citarlos a todos requeriría de al menos un capítulo completo, y no es plan. Ellos saben a quienes me refiero y con eso me basta. Además siempre podrán recurrir a mi 'tesis paralela' en la que he invertido el poco tiempo libre que esta tesis me ha dejado. También debo acordarme de los amigos de fuera del mundillo astrofísico, que siempre se han interesado en mi trabajo. Su interés acerca de esta tesis ha significado siempre un acicate para continuar con el trabajo, dando algún sentido a lo que estaba haciendo.

Por último, y no por ello menos importante, a mi familia, quienes constantemente se han preocupado por mi trabajo a pesar de su falta de conocimiento acerca del tema. Si me dieran un euro por cada vez que les he tenido que explicar acerca de que iba mi tesis, no necesitaría preocuparme por encontrar una buena Post Doc en un plazo razonable de tiempo. A todos ellos, una vez concluída la tesis, por fin os puedo demostrar al menos en que he estado invirtiendo mi tiempo los últimos años. Como veis, finalmente he conseguido acabar mi 'tesina' para lograr la 'cátedra', en fin.....

Galaxy Song (Monty Phyton)

*Just remember that you're standing on a planet that's evolving
And revolving at nine hundred miles an hour,
That's orbiting at nineteen miles a second, so it's reckoned,
A sun that is the source of all our power.
The sun and you and me and all the stars that we can see
Are moving at a million miles a day
In an outer spiral arm, at forty thousand miles an hour,
Of the galaxy we call the 'Milky Way'.*

*Our galaxy itself contains a hundred billion stars.
It's a hundred thousand light years side to side.
It bulges in the middle, sixteen thousand light years thick,
But out by us, it's just three thousand light years wide.
We're thirty thousand light years from galactic central point.
We go 'round every two hundred million years,
And our galaxy is only one of millions of billions
In this amazing and expanding universe.*

*The universe itself keeps on expanding and expanding
In all of the directions it can whizz
As fast as it can go, at the speed of light, you know,
Twelve million miles a minute, and that's the fastest speed there is.
So remember, when you're feeling very small and insecure,
How amazingly unlikely is your birth,
And pray that there's intelligent life somewhere up in space,
'Cause there's bugger all down here on Earth.*