



**HAL**  
open science

# Etude des regions centrales de la Voie Lactée en infrarouge proche

Sébastien Picaud

► **To cite this version:**

Sébastien Picaud. Etude des regions centrales de la Voie Lactée en infrarouge proche. Astrophysique [astro-ph]. Université de Franche-Comté, 2003. Français. NNT : . tel-00004293

**HAL Id: tel-00004293**

**<https://theses.hal.science/tel-00004293v1>**

Submitted on 23 Jan 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique, mention : Astrophysique

présentée par

**Sébastien Picaud**

---

## ÉTUDE DES RÉGIONS CENTRALES DE LA VOIE LACTÉE EN INFRAROUGE PROCHE

---

soutenue le 19 décembre 2003 à l'Observatoire de Besançon

composition du jury :

<b>Présidente :</b>	Ana Gómez
<b>Directrice de thèse :</b>	Annie Robin
<b>Rapporteurs :</b>	Jacques Lépine Alain Omont
<b>Examineurs :</b>	Olivier Bienaymé Francisco Garzón



# Remerciements / Agradecimientos

Je tiens tout d'abord à remercier ma directrice de thèse, Annie Robin. Ce fut un plaisir de travailler avec toi durant ces trois années et quelques mois, tout au long desquels j'ai pu bénéficier de tes nombreuses remarques, de tes conseils, et de ton soutien.

Merci à l'Observatoire de Besançon de m'avoir accueilli en ses murs pendant ces trois ans, et à toutes les personnes de l'Observatoire qui m'ont épaulé pour divers problèmes administratifs, informatiques et autres. Merci notamment à Céline Reylé qui m'a souvent aidé pour des petites mais nombreuses brouilles, et que j'ai pour mon confort personnel souvent privée de la lumière du jour.

Je suis également reconnaissant au Conseil Régional de Franche-Comté d'avoir financé cette thèse, ainsi qu'à l'Observatoire de Besançon de m'avoir payé pendant les trois mois de rab.

Quisiera agradecer al Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) por haberme recibido en su centro durante ocho meses (y tres semanas más un año después), y la Comisión Europea, a través de las bolsas Marie Curie del EARA, que pagó mi estancia.

Muchas gracias a Paco Garzón, Antonio Cabrera-Lavers y Peter Hammersley con quienes he trabajado. Vuestra amabilidad y vuestra disponibilidad fueron para mí una ayuda preciosa para el éxito de nuestra colaboración.

Gracias también a las personas que me permitieron observar en el Telescopio Carlos Sánchez, y aquellas con quienes he podido hacerlo.

Une thèse est le fruit de nombreuses collaborations. J'aimerais donc saluer les personnes qui ponctuellement ou de façon plus soutenue ont apporté leur contribution aux études que j'ai entreprises.

Merci avant tout à Emmanuel Chereul, alors post-doctorant à l'Observatoire de Genève, qui, avant et au début de ma thèse, a opéré un gros travail préliminaire à l'étude du bulbe externe et du disque mince (partie I), en sélectionnant la centaine de fenêtres de moindre extinction parmi les données DENIS, et en écrivant un programme d'ajustement sur lequel je me suis en partie appuyé pour construire



le mien. Merci également à Mathias Schultheis, de l'IAP, qui a fourni la carte d'extinction servant à la sélection des champs, et Guy Simon, de l'Observatoire de Paris, qui m'a permis d'accéder aux données et images des batches DENIS et répondu rapidement aux questions que je lui ai régulièrement posées.

Merci à Édouard Oblak, de l'Observatoire de Besançon, qui m'a expliqué la méthode de Monte Carlo dont je me suis inspiré pour élaborer mon programme d'ajustement.

Merci aussi à Keltouma Aoubaïda dont le travail de stage de DEA à l'Observatoire de Besançon m'a servi pour l'analyse de la distribution de l'extinction dans la partie II.

Enfin, même si ce mémoire n'en traite qu'en termes de perspectives dans la partie II, car les données n'ont pas encore été complètement analysées, j'aimerais remercier Rodrigo Ibata de l'Observatoire de Strasbourg, et Geraint Lewis de l'Anglo-Australian Observatory (AAO) qui ont tout d'abord pris de leur temps d'observation au 2dF (AAO) pour observer deux champs, et ont ensuite participé au projet (déjà entamé) d'observation et d'analyse de champs supplémentaires.

Merci aux membres du jury de thèse qui ont accepté de juger mon travail : les rapporteurs Alain Omont et Jacques Lépine et les examinateurs Ana Gómez, Olivier Bienaymé et Francisco Garzón.

Merci à Anita Gómez, directrice du DEA de l'Observatoire de Paris, de m'y avoir accueilli comme étudiant, ainsi qu'à Brigitte Rocca-Volmerange d'avoir accepté que je suive une partie de mes cours post-DEA à l'École Doctorale d'Astronomie et Astrophysique et d'Île de France.

J'aimerais saluer aussi l'ensemble des personnes que j'ai pu croiser de façon régulière ou ponctuelle pendant ces années passées à l'Observatoire de Besançon et avec qui j'ai pu entretenir des rapports cordiaux et parfois amicaux.

Saludos también a toda la gente de Tenerife que he conocido durante mi estancia, y a las personas con quienes he pasado mucho tiempo, discutiendo, jugando al balón y disfrutando. El "Gabacho" os agradece todos esos buenos momentos que no olvidará rápidamente.

Enfin, mes derniers pensées vont à toute ma famille.

## Résumé

Cette thèse, portant sur la détermination de la structure des populations stellaires du plan galactique et du bulbe externe, se décompose en deux parties, chacune basée sur la comparaison de simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon et d'observations en infrarouge proche.

Dans un premier temps, nous avons élaboré une méthode de Monte Carlo pour ajuster simultanément 11 paramètres de densité du disque mince et du bulbe externe triaxial sur une petite centaine de fenêtres extraites des batches DENIS à  $-8^\circ < l < 12^\circ$  et  $|b| < 4^\circ$ . Plusieurs profils de densité et fonctions de luminosité du bulbe ont été testées. Les meilleurs modèles donnent la configuration suivante : le bulbe externe, âgé au plus de 10 milliards d'années, est allongé et orienté d'environ  $10^\circ$  par rapport à la direction Soleil - centre ; le disque mince possède un trou central d'environ 2 kpc de rayon.

Dans un second temps, nous avons comparé les simulations issues du modèle de Besançon et des données CAIN sur 15 champs à  $15^\circ < l < 45^\circ$  et  $|b| < 2^\circ$ , et montré l'existence d'une surdensité stellaire étendue en longitude en-deçà de  $l=27^\circ$ , confinée près du plan galactique, distribuée de façon rectiligne et faisant un angle d'environ  $40^\circ$  avec la direction du Soleil. Cette surdensité stellaire pourrait correspondre à une barre, mais seule une étude cinématique permettra de le confirmer ou non.

## Abstract

This thesis work deals with the determination of the structure of the stellar populations present in the Galactic plane and outer bulge regions. It is composed of two parts, both based on comparisons between simulations from the Besançon model of the Galaxy and near infrared data.

Firstly, we constructed a Monte Carlo method to simultaneously fit 11 thin disc and triaxial outer bulge parameters on almost one hundred windows extracted from DENIS batches at  $-8^\circ < l < 12^\circ$  and  $|b| < 4^\circ$ . Various bulge density profiles and luminosity functions were tested. The best models give the following description : the outer bulge is no older than 10 Gyr, oblate, and oriented about  $10^\circ$  with respect to the Sun - center direction ; the thin disc has a central hole with a radius of about 2 kpc.

Secondly, we compared simulations from the Besançon model with CAIN data on 15 fields at  $15^\circ < l < 45^\circ$  et  $|b| < 2^\circ$ . We found an area of increased stellar density, extended in longitude at  $l \leq 27^\circ$ , confined close to the Galactic plane, distributed on a straight line and making an angle of about  $40^\circ$  from the Sun - center direction. This stellar overdensity may correspond to a bar, but only a kinematical study will allow to settle whether it does or not.



# Table des matières

<b>Préface</b>	<b>3</b>
<b>1 Barres, disques et bulbes</b>	<b>7</b>
1.1 Barre et orbites stellaires . . . . .	7
1.1.1 Résonances . . . . .	8
1.1.2 $\Omega_p$ . . . . .	10
1.2 Études dans les galaxies extérieures . . . . .	10
1.2.1 Barre . . . . .	11
1.2.2 Disque . . . . .	11
1.2.3 Bulbe . . . . .	12
1.3 Bulbe et/ou barre dans la Voie Lactée . . . . .	12
1.3.1 Bulbe interne / bulbe externe . . . . .	13
1.3.2 Bulbe externe / barre . . . . .	14
1.3.3 Définitions . . . . .	14
<b>2 Le modèle de la Galaxie de Besançon</b>	<b>15</b>
2.1 Présentation générale . . . . .	15
2.2 Principe de fonctionnement . . . . .	16
2.3 Composantes stellaires . . . . .	18
2.3.1 Le bulbe . . . . .	18
2.3.2 Le disque mince . . . . .	18
2.3.3 Autres populations stellaires . . . . .	22
2.4 Extinction interstellaire . . . . .	24
2.4.1 Modèle global de distribution de l'extinction . . . . .	24
2.4.2 Modélisation champ par champ de la distribution de l'extinction . . . . .	25
<b>I Disque mince et bulbe externe</b>	<b>27</b>
<b>Introduction</b>	<b>29</b>

<b>3</b>	<b>Les données DENIS</b>	<b>33</b>
3.1	Données DENIS . . . . .	33
3.1.1	Le grand relevé DENIS . . . . .	33
3.1.2	Batches DENIS . . . . .	35
3.1.3	Comparaison DENIS - 2MASS . . . . .	36
3.2	Fenêtres de moindre extinction . . . . .	38
3.2.1	Distribution de l'extinction dans le bulbe . . . . .	38
3.2.2	Sélection des fenêtres . . . . .	39
3.3	Analyse des données . . . . .	42
3.3.1	Ajustement de l'extinction . . . . .	43
3.3.2	Coupures . . . . .	46
3.3.3	Intervalles de comptage et regroupements . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Modèles et paramètres du disque et du bulbe</b>	<b>59</b>
4.1	Le disque mince . . . . .	59
4.1.1	L'échelle de longueur du disque $R_d$ . . . . .	59
4.1.2	L'échelle de longueur du trou central $R_h$ . . . . .	62
4.2	Le bulbe externe . . . . .	62
4.2.1	Orientation . . . . .	62
4.2.2	Lois de densité . . . . .	66
4.2.3	Fonctions de luminosité . . . . .	73
4.2.4	Cinématique . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Méthode d'ajustement</b>	<b>83</b>
5.1	Méthode de Monte Carlo . . . . .	85
5.1.1	Intervalles de tirage . . . . .	85
5.1.2	Espace ordonné à 11 dimensions . . . . .	86
5.1.3	Tirages de Monte Carlo . . . . .	87
5.2	Pondérations . . . . .	90
5.3	Vraisemblance et $\chi^2$ . . . . .	91
5.3.1	Problématique . . . . .	91
5.3.2	Vraisemblance . . . . .	92
5.3.3	Résidus normalisés et $\chi^2$ . . . . .	94
5.3.4	Relation vraisemblance - $\chi_r$ . . . . .	95
5.3.5	Ce qu'on utilisera par la suite . . . . .	95
5.4	Convergence . . . . .	96
5.4.1	Dispersion des meilleurs paramètres . . . . .	96
5.4.2	Qualité des ajustements . . . . .	96

<b>6</b>	<b>Résultats des ajustements</b>	<b>105</b>
6.1	Premier lot d'ajustements . . . . .	105
6.1.1	Meilleurs paramètres . . . . .	105
6.1.2	Mauvaises fenêtres . . . . .	114
6.2	Deuxième lot d'ajustements . . . . .	120
6.2.1	Meilleurs paramètres . . . . .	120
6.2.2	Mauvaises fenêtres restantes . . . . .	128
6.3	Dernier lot . . . . .	135
6.3.1	Meilleurs paramètres . . . . .	135
6.3.2	Qualité des ajustements . . . . .	148
6.3.3	Conclusions . . . . .	149
<b>7</b>	<b>Discussion et perspectives</b>	<b>151</b>
7.1	Discussion sur le meilleur modèle . . . . .	151
7.1.1	Le trou du disque mince . . . . .	151
7.1.2	Fonctions de luminosité . . . . .	152
7.1.3	Loi de densité du bulbe externe . . . . .	153
7.1.4	Orientation du bulbe externe . . . . .	155
7.2	Perspectives . . . . .	157
7.2.1	Autres fonctions de luminosité . . . . .	157
7.2.2	Observations en infrarouge . . . . .	157
7.2.3	Observations profondes en infrarouge proche . . . . .	159
7.2.4	Cinématique . . . . .	160
<b>II</b>	<b>Étude d'une surdensité stellaire à <math>l \leq 27^\circ</math></b>	<b>161</b>
	<b>Introduction</b>	<b>163</b>
	Mise en évidence d'une surdensité stellaire . . . . .	163
	Utilisation du modèle de Besançon pour confirmer la présence de la surdensité stellaire . . . . .	168
<b>8</b>	<b>Les données CAIN</b>	<b>171</b>
8.1	Présentation de CAIN . . . . .	171
8.1.1	Description générale . . . . .	171
8.1.2	Caractéristiques . . . . .	172
8.2	Champs étudiés . . . . .	175
8.3	Détermination de l'extinction . . . . .	176
8.3.1	Principe de la méthode . . . . .	177
8.3.2	Comparaison avec d'autres méthodes . . . . .	182
8.3.3	Distribution d'extinction des 15 champs . . . . .	190

8.4	Limitations en magnitude et en couleur . . . . .	193
8.4.1	Complétude . . . . .	193
8.4.2	Contamination des naines . . . . .	197
8.4.3	Choix des intervalles en magnitude et couleur . . . . .	197
<b>9</b>	<b>Mise en évidence de la surdensité</b>	<b>201</b>
9.1	Validation du modèle sur des champs du disque . . . . .	203
9.2	Comparaisons sur le plan Galactique . . . . .	204
9.2.1	Histogrammes de différence . . . . .	206
9.2.2	Comment expliquer un tel excès d'étoiles? . . . . .	206
9.3	Étude de la surdensité . . . . .	209
9.3.1	Un peu de quantitatif . . . . .	209
9.3.2	Comportement hors du plan . . . . .	209
9.3.3	Distribution spatiale . . . . .	210
<b>10</b>	<b>À quoi correspond la surdensité?</b>	<b>217</b>
10.1	Caractéristiques de la barre . . . . .	218
10.2	Un petit tour dans la littérature . . . . .	219
10.3	Perspectives . . . . .	221
10.3.1	Observations profondes . . . . .	221
10.3.2	Étude cinématique . . . . .	221
	<b>Conclusion générale</b>	<b>223</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>225</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>236</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>243</b>
	<b>Résumé</b>	<b>247</b>

La Voie Lactée (*extrait*)

Millions, millions, et millions d'étoiles !  
Je suis, dans l'ombre affreuse et sous les sacrés voiles,  
La splendide forêt des constellations.  
C'est moi qui suis l'amas des yeux et des rayons,  
L'épaisseur inouïe et morne des lumières,  
Encore tout débordant des effluves premières,  
Mon éclatant abîme est votre source à tous,  
Ô les astres d'en bas, je suis si loin de vous  
Que mon vaste archipel de splendeurs immobiles,  
Que mon tas de soleils n'est pour vos yeux débiles,  
Au fond du ciel, désert lugubre où meurt le bruit,  
Qu'un peu de cendre rouge éparse dans la nuit !

Victor Hugo, Abîme, La Légende des Siècles





# Préface

Commençons, pour lever d'éventuelles ambiguïtés, par définir les termes *régions centrales*. J'entends pas cette expression la zone arbitrairement délimitée sur le plan galactique par un rayon de 5 kpc et hors du plan par un éloignement maximal de 1 à 2 kpc<sup>1</sup>, ce qui se traduit à peu près en coordonnées galactiques aux longitudes  $|l| \leq 30^\circ$  et aux latitudes  $|b| \leq 5^\circ-10^\circ$ .

Les régions centrales de notre Galaxie arborent deux caractéristiques particulièrement fâcheuses :

- un grand encombrement des champs, dû à la présence des deux composantes stellaires de loin les plus peuplées de notre Galaxie : le bulbe et le disque mince ;
- une forte extinction causée par les poussières interstellaires que l'on rencontre aux faibles latitudes.

Ces deux phénomènes compliquent l'étude statistique des étoiles de cette zone : l'encombrement réduit la limite de complétude, tandis que l'extinction rougit les couleurs et diminue les luminosités apparentes. S'ajoutent également les faits que (1) plusieurs populations stellaires y cohabitent, et que (2) le soleil étant proche du plan et à 8.5 kpc du centre, le chemin est long (grandes magnitudes apparentes) et la ligne de visée traverse beaucoup de naines de premier plan avant d'atteindre les géantes étudiées. On comprend alors aisément pourquoi les parties centrales de la Voie Lactée gardent encore de nombreux mystères pour les astronomes. Et pourquoi l'étude de la complétude et de la contamination des naines, et surtout l'estimation de l'extinction (très gourmande en temps de travail) constitueront les trois piliers de l'analyse des données préliminaire à chacun des deux travaux composant cette thèse.

---

<sup>1</sup>Sachant que, selon les valeurs utilisées dans le modèle de la Galaxie de Besançon et tout au long de cette thèse, le soleil est situé à  $R_\odot=8.5$  kpc du centre et  $Z_\odot=15$  pc du plan galactique.

Le rayonnement stellaire en infrarouge thermique (IR) subit moins l'absorption par la matière interstellaire. De plus, c'est à ces longueurs d'onde que l'on trouve un pic dans le spectre des étoiles de la branche des géantes rouges et de la branche asymptotique (AGB), étoiles évoluées peuplant abondamment la région et intrinsèquement brillantes.

L'arrivée des missions spatiales en IR proche, moyen et lointain dans les années 1980 (Spacelab, IRAS, COBE ...) ont permis une grande avancée dans la connaissance des parties centrales de la Galaxie, et notamment la mise en évidence de la triaxialité du bulbe externe au début des années 1990. Mais ces observations se présentaient soit sous la forme de cartes de luminosité intégrées, dominées par les étoiles brillantes, soit des échantillons limités d'étoiles.

La deuxième grande avancée est venue à la fin des années 1990 quand les premiers catalogues issus des grands relevés au sol en infrarouge proche (1 à 2.5  $\mu\text{m}$  environ) sont apparus, profitant des progrès technologiques dans les capteurs et le refroidissement (pour éviter l'émission thermique), et du bon comportement de l'atmosphère terrestre à ces longueurs d'onde, à la fois transparent dans certaines bandes et avare en émission propre. Ainsi se sont développés plusieurs programmes de cartographie depuis le sol du ciel en proche infrarouge, dont les principaux sont TCS-CAIN, DENIS, et 2MASS, que j'ai tous trois utilisés<sup>2</sup>, et qui seront en leur temps présentés dans ce mémoire. Ces grands sondages présentent l'avantage de couvrir, continuellement ou par intervalles réguliers, une grande partie du ciel et de cataloguer pour chaque champ toutes les sources jusqu'à des magnitudes inaccessibles auparavant. Ceci s'avère très opportun pour une étude de la structure galactique basée sur des comptages d'étoiles, demandeuse d'une bonne complétude, d'une grande statistique et d'un ample éventail de directions.

L'arrivée des grands relevés a apporté ses premiers résultats dans la connaissance des parties internes de la Voie Lactée : découverte d'une barre nucléaire (Alard 2001), distribution spatiale du disque (thèses de S. Ruffy (1996) et S. Derrière (2001)) avec DENIS, cartographie de l'extinction avec DENIS (Schultheis et al. 1999) et 2MASS (Dutra et al. 2003), mise en évidence d'une surdensité stellaire<sup>3</sup> à  $l=27^\circ$  (Garzón et al. 1999, Hammersley et al. 2000), avec TCS-CAIN, etc ...

En plus des grands sondages en infrarouge proche, des relevés en infrarouge moyen faits par satellite ont été entrepris ces dernières années. Par exemple, MSX (*Midcourse Space EXperiment* ; Price et al. 2001), a carto-

---

<sup>2</sup>Principalement les deux premiers, l'emploi du programme américain, alors inaccessible dans sa totalité, n'ayant été fait qu'avec parcimonie.

<sup>3</sup>Dont nous parlerons abondamment dans la deuxième partie de ce mémoire.

graphié le plan galactique à  $|b| < 5^\circ$  dans quatre bandes spectrales entre  $6 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$  à la résolution spatiale  $\approx 18.3''$ . Notons également le programme *ISOGAL* (Omont et al. 2003), consistant en l'identification croisée de sources DENIS avec des sources du satellite ISO à  $7 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ , dont nous reparlerons par la suite (7.2.2).

C'est dans ce contexte créé par l'apparition des relevés au sol en infrarouge proche qu'intervient cette thèse. Elle s'inscrit également dans le travail effectué à l'Observatoire de Besançon depuis plus d'une vingtaine d'années pour construire un modèle<sup>4</sup> global et détaillé de la partie stellaire de la Voie Lactée, mon rôle consistant à améliorer le modèle de la Galaxie de Besançon dans les régions centrales.

La thèse s'est articulée autour de deux axes principaux, constituant des parties séparées dans ce mémoire :

- Dans un premier temps, j'ai ajusté, sur près d'une centaine de champs situés à  $|l| < 12^\circ$  et  $|b| < 4^\circ$ , les paramètres de densité des deux populations stellaires qui abondent dans cette région, à savoir le disque mince (avec un trou en son centre) et le bulbe externe triaxial, développant une méthode d'ajustement de Monte Carlo pour y parvenir.
- Dans un second temps<sup>5</sup>, nous avons comparé les simulations issues du modèle standard de Besançon et les observations TCS-CAIN entre les longitudes  $15^\circ$  et  $45^\circ$  et les latitudes  $-2^\circ$  et  $2^\circ$ , et confirmé l'existence d'une surdensité stellaire étendue en longitude jusqu'à  $l=27^\circ$  et confinée dans le plan Galactique.

Mais avant de rentrer dans le vif du sujet, j'ai souhaité consacrer les chapitres 1 et 2 à des éclairages utiles pour la suite :

- Dans le premier, je traite des théories de structure, de formation et d'évolution des bulbes, disques et barres dans les galaxies spirales extérieures, pour ensuite revenir à notre Galaxie et poser, afin d'éviter tout malentendu, les définitions de *bulbe interne*, *bulbe externe* et *barre* qui auront cours tout au long de ce mémoire.
- Dans le second chapitre, je décris le modèle de la Galaxie de Besançon, m'attachant principalement à la population stellaire du disque mince, ainsi qu'à la façon dont l'extinction interstellaire est prise en compte dans le modèle.

---

<sup>4</sup>Décrit dans le chapitre 2.

<sup>5</sup>Ce travail a été effectué dans le cadre d'un séjour de huit mois à l'*Institut d'Astrophysique des Canaries* (IAC), Espagne, en collaboration avec Francisco Garzón, Antonio Cabrera-Lavers et Peter Hammersley



# Chapitre 1

## Barres, disques et bulbes

L'objet de ma thèse est l'étude de la structure de populations stellaires des régions centrales de la Galaxie : bulbe, disque, barre éventuelle. Une extension de ce travail pourrait être consacrée aux bras spiraux, ou à l'anneau moléculaire. Placées dans un contexte plus général, ces recherches en structure galactique ont pour finalité de contribuer à l'élaboration d'un scénario de formation et d'évolution de la Voie Lactée, ici concernant ses parties internes. Les travaux portant sur les spirales extérieures nous fournissent des éclairages intéressants sur les différentes structures observées et étudiées dans la nôtre, comme les liens entre une barre et des bras, pour ne citer que cet exemple. C'est pourquoi j'ai souhaité, avant de détailler mes recherches dans les chapitres suivants, commencer par une évocation plus globale des théories de formation et d'évolution des régions centrales des galaxies spirales, et revenir ensuite aux problèmes propres à l'étude de la Voie Lactée.

La première partie de ce chapitre rappelle quelques éléments de base concernant la dynamique d'une galaxie barrée, et traite notamment des différentes résonances. La section suivante est elle consacrée à la formation et l'évolution des structures stellaires ou gazeuses dans la région interne d'une galaxie spirale : le bulbe, la barre, le disque, les bras, les anneaux. Je reviens enfin, dans la dernière partie, à notre propre Galaxie, et discute principalement des problèmes de confusion entre des populations stellaires éventuellement distinctes : bulbe interne, bulbe externe, barre.

### 1.1 Barre et orbites stellaires

Cette section, dont le contenu est principalement tiré du livre "*Galactic dynamics*" (chapitres 3.3 et 6.2) de Binney & Tremaine (1987), a pour but d'introduire des éléments importants dans l'étude de structures telles

ques les barres, les bras spiraux et/ou les anneaux, à savoir la corotation, les résonances internes (ILR) et externes (OLR) de Lindblad, et la vitesse angulaire de la structure ( $\Omega_p$ ).

### 1.1.1 Résonances

- Soit  $\Phi$  un potentiel tournant à une vitesse angulaire stationnaire  $\vec{\Omega}_b$ . Une étoile placée dans ce potentiel suit l'équation suivante :

$$\ddot{\vec{r}} = -\vec{\nabla}\Phi - 2 \cdot (\vec{\Omega}_b \wedge \dot{\vec{r}}) - \vec{\Omega}_b \wedge (\vec{\Omega}_b \wedge \vec{r})$$

Ce qui donne, en projetant dans le repère tournant  $(\vec{u}_R, \vec{u}_\theta)$  associé aux coordonnées polaires  $(R, \theta)$ , la droite  $\theta = 0$  correspondant à l'axe principal du potentiel :

$$\ddot{R} - R\dot{\theta}^2 = \frac{\partial\Phi}{\partial R} + 2R\dot{\theta}\Omega_b + \Omega_b^2 R \quad (1.1)$$

$$R\ddot{\theta} + 2\dot{R}\dot{\theta} = -\frac{1}{R} \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} - 2\dot{R}\Omega_b \quad (1.2)$$

- On considère un modèle de *barre faible*, c'est-à-dire que le potentiel est dominé par la composante axisymétrique à laquelle se rajoute une perturbation :

$$\Phi(R, \theta) = \Phi_0(R) + \Phi_1(R, \theta), \text{ avec } \left| \frac{\Phi_1}{\Phi_0} \right| \ll 1$$

Les coordonnées se séparent également en une composante circulaire principale (ordre 0), plus un terme d'ordre 1 correspondant à un épicycle dont le centre en rotation uniforme satisfait l'équation d'ordre 0.

$$R(t) = R_0 + R_1(t) \text{ et } \theta(t) = \theta_0(t) + \theta_1(t)$$

On développe alors les équations 1.1 et 1.2 au premier ordre, et on extrait les égalités d'ordre 0 et d'ordre 1.

- **Ordre 0 :** Seule l'équation 1.1 possède des termes à l'ordre 0, ce qui donne :

$$R_0(\dot{\theta}_0 + \Omega_b)^2 = \left( \frac{d\Phi_0}{dR} \right)_{R_0}$$

On reconnaît en cette équation celle qui décrit un mouvement circulaire uniforme de rayon  $R_0$  et de vitesse angulaire  $\dot{\theta}_0 = \Omega_0 - \Omega_b$ ,

avec  $\Omega_0 \equiv \Omega(R_0)$  et  $\Omega(R) \equiv \pm \sqrt{\frac{1}{R} \frac{d\Phi_0}{dR}}$ , fréquence circulaire à  $R$  dans le potentiel  $\Phi_0$ .

- **Ordre 1 :** Les termes de premier ordre des équations 1.1 et 1.2 amènent aux égalités suivantes :

$$\ddot{R}_1 + R_1 \left( \frac{d^2 \Phi_0}{dR^2} - \Omega^2 \right)_{R_0} - 2R_0 \Omega_0 \dot{\theta}_1 = - \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial R} \right)_{R_0} \quad (1.3)$$

$$\ddot{\theta}_1 + 2\Omega_0 \frac{\dot{R}_1}{R_0} = - \left( \frac{1}{R_0^2} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} \right)_{R_0} \quad (1.4)$$

Deux hypothèses sont alors nécessaires pour continuer :

- On doit décider d'une forme spécifique du terme de premier ordre du potentiel  $\Phi_1$ . Le choix se porte sur une forme harmonique (avec  $m=2$  dans le cas d'un potentiel de barre) :

$$\Phi_1(R, \theta) = \Phi_b(R) \cos(m\theta)$$

- On considère  $\theta_1 \ll 1$ , ce qui permet de remplacer  $\theta$  par  $\theta_0$  dans les expressions de  $\frac{\partial \Phi_1}{\partial R}$  et  $\frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta}$ .

En prenant en compte ces considérations, en combinant 1.3 et 1.4, et en substituant  $(\Omega_0 - \Omega_b)$  par  $\dot{\theta}_0$ , on en déduit :

$$\ddot{R}_1 + \kappa_0^2 R_1 = \mathcal{C}_1 \cos[m\dot{\theta}_0 t] + \mathcal{C}_0$$

avec  $\mathcal{C}_0$  arbitraire,  $\mathcal{C}_1 \equiv - \left[ \frac{d\Phi_b}{dR} + \frac{2\Omega\Phi_b}{R(\Omega - \Omega_b)} \right]_{R_0}$ , et  $\kappa_0^2 \equiv \left( R \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \right)_{R_0}$

En fixant  $\mathcal{C}_0$ , on retrouve ici l'équation du mouvement d'un oscillateur harmonique de fréquence naturelle  $\kappa_0$  conduit à la fréquence  $m\dot{\theta}_0$ . Sa solution est la suivante :

$$R_1(\theta_0) = \mathcal{C}_2 \cos \left( \frac{\kappa_0 \theta_0}{\Omega_0 - \Omega_b} + \psi \right) + \mathcal{C}_1 \frac{\cos(m\theta_0)}{\kappa_0^2 - m^2(\Omega_0 - \Omega_b)^2} \quad (1.5)$$

$\mathcal{C}_2$  et  $\psi$  sont des constantes arbitraires,  $\mathcal{C}_1 = 0$  équivalant à dire que l'orbite est en boucle fermée.

- Trois cas apparaissent pour lesquels  $R_1(\theta_0)$  est en résonance (on prendra ici  $m=2$ ) :
  - $\Omega_0 = \Omega_b$  : Cela correspond à la **corotation**. À cet endroit, la vitesse angulaire axisymétrique  $\dot{\theta}_0$  s'annule. Au-delà du rayon de corotation  $R_c$  pour lequel  $\Omega$  prend la valeur  $\Omega_b$ , il ne peut plus exister d'orbite stable. C'est pourquoi  $R_c$  est une limite supérieure pour le



rayon d'une barre. Ce rayon de coupure sera un des paramètres de densité du bulbe externe (qui pourrait correspondre à une barre) pris en compte dans les ajustements de la première partie de la thèse.

- $\Omega_0 \pm \frac{\kappa_0}{2} = \Omega_b$  : Il s'agit des **résonances interne (-) et externe (+) de Lindblad**, notées respectivement **ILR** et **OLR**. À ces résonances peuvent apparaître, même en l'absence de perturbations, des ondes de densité, ce qui se traduit par la présence de bras spiraux ou d'anneaux (voir 1.2.2).

L'élongation des orbites change d'orientation au passage d'une résonance (Weinberg 1994) : elle est parallèle à l'axe du potentiel entre l'ILR et la corotation, perpendiculaire entre la corotation et l'OLR, et à nouveau parallèle au-delà de l'OLR.

### 1.1.2 $\Omega_p$

On constate qu'à partir d'un certain rayon, l'expression  $\Omega_p = \Omega - \frac{\kappa}{2}$  est quasiment indépendante de  $R$ . Cela se traduit par le fait qu'on peut *créer*, dans un repère en rotation à la vitesse angulaire  $\Omega_p$ , un ensemble d'orbites gigognes fermées. Les étoiles empruntant ces orbites forment alors un motif (barre, structure spirale ...) stationnaire dans ce repère, et tournant à la vitesse  $\Omega_p$  dans un référentiel inertiel. Toutefois, l'expression  $\Omega - \frac{\kappa}{2}$  n'est pas exactement constante, et le motif subit alors des distorsions. On détermine la vitesse angulaire de rotation de la structure (en anglais *pattern speed*)  $\Omega_p$  comme étant égale à la moyenne<sup>1</sup> du terme  $R \frac{d(\Omega - \kappa/2)}{dR}$ .

## 1.2 Études dans les galaxies extérieures

Dans cette section, je répertorie un certain nombre de travaux concernant la formation et l'évolution de barres, bulbes, bras spiraux, anneaux ou trou du disque, principalement basés sur l'observation de galaxies extérieures. Ces considérations sont traitées très rapidement (là n'est pas le sujet de ma thèse), et la liste d'articles mentionnés loin d'être exhaustive, mais cela permet toutefois d'avoir un aperçu des liens qui peuvent exister entre les différentes structures apparaissant dans une galaxie spirale, et d'en tenir compte lorsqu'il s'agit d'étudier la nôtre.

---

<sup>1</sup>Cette expression, donnée dans le livre *Binney & Tremaine (1987)* utilisé comme référence dans cette partie, n'est en fait valable que dans le cas où l'effet de la perturbation  $\phi_1$  n'est pas pris en compte dans le calcul des orbites. Il semblerait que dans la Voie Lactée,  $\Omega_p$  soit plus grand que ce que prévoit la formule.

### 1.2.1 Barre

La création d'une barre peut être provoquée par une perturbation extérieure, mais une formation spontanée dans le disque galactique est possible (Miller et al. 1970).

E. Athanassoula (2002) montre que l'évolution d'une barre dépend de la masse du halo de matière noire et de la quantité de gaz présente dans le disque galactique. La barre implique une accumulation du gaz vers le centre (Athanassoula 1992), ce qui peut provoquer la création d'un bulbe (cf 1.2.3), et, lorsque la masse de gaz atteint un certain seuil, la dissolution de la barre. La génération ultérieure n'est alors pas exclue, et le cycle création/dissolution peut être récurrent (Norman et al. 1996).

### 1.2.2 Disque

Les résonances de Lindblad sont liées à la formation dans le disque de bras spiraux ou d'anneaux moléculaires ou stellaires, comme le montre la brève (et très incomplète) revue de travaux suivante. Par ailleurs, la présence d'une barre peut être à l'origine d'un trou ou d'une troncation au centre du disque.

#### Anneaux

Schwarz (1984) et Combes (1988) ont démontré que sous un potentiel non axisymétrique (comme celui d'une barre), le gaz s'accumule aux résonances, ce qui implique la formation d'anneaux nucléaires à l'ILR et d'anneaux externes à l'OLR. Tandis que les premiers se forment rapidement, en quelques centaines de millions d'années (Habe et al. 1991), les seconds prennent plus de temps.

#### Bras spiraux

Selon Contopoulos et al. (1989) et Contopoulos & Grosbol (1990), si au-delà de la corotation, les orbites de la barre ne sont plus possibles, une structure spirale peut subsister jusqu'à l'OLR. Ce qui est cohérent avec Thomasson et al. (1991) affirmant que lorsqu'on a une forte dispersion des vitesses au moins jusqu'à la résonance interne, une distribution de masse adéquate pour la propagation d'ondes d'ordre  $m=2$ , et assez de gaz froid dans le disque, alors les conditions sont réunies pour qu'une structure spirale à deux bras se forme jusqu'à l'OLR.

## Trou du disque

Plusieurs études tendent à montrer l'existence d'un trou ou d'une troncation dans la partie centrale du disque des galaxies spirales barrées. Freeman (1970) analysa les propriétés photométriques des disques de 36 galaxies spirales et SO, et identifia deux types, le disque exponentiel ne se prolongeant pas jusqu'au centre dans le cas des profils de type II. Près de 20% des 36 galaxies extérieures de l'échantillon appartenaient à cette classe, à laquelle était également associée la nôtre. Ohta et al. (1990) ont étudié 6 galaxies spirales et ont constaté que dans tous les cas le disque montrait un profil de type II le long de l'axe mineur de la barre. Enfin, Baggett et al. (1996) ont montré que la proportion de galaxies ayant un disque interne tronqué était plus de deux fois plus grande parmi les galaxies barrées que parmi les autres.

Des études concernant l'éventuel trou du disque mince de notre Galaxie sont relatées dans l'introduction de la première partie de ce mémoire.

### 1.2.3 Bulbe

Bouwens et al. (1999) ont testé 3 scénarii de formation du bulbe :

- *L'évolution séculaire* : le bulbe est créé après le disque, consécutivement à l'accumulation de gaz au centre sous l'action d'une barre (voir 1.2.1).
- *La formation simultanée* : le bulbe est formé en même temps que le disque, suite à la séparation du gaz à haut ( $\implies$  disque) et faible ( $\implies$  bulbe) moments angulaires.
- *La formation précoce* : le bulbe se crée par effondrement gravitationnel dissipatif (Eggen et al. 1962<sup>2</sup>) ou par collision de proto-galaxies (formation hiérarchique, Kaufmann et al. 1994). Ce dernier scénario est favorisé par les similitudes observée entre les bulbes et les galaxies elliptiques dans la relation luminosité-métallicité (Jablonka et al. 1996).

Comparant des simulations numériques obtenues suivant les 3 scénarii et les observations d'un échantillon de galaxies, Bouwens et al. (1999) en ont déduit que les 3 types de formation se sont produits dans l'univers.

## 1.3 Bulbe et/ou barre dans la Voie Lactée

La Voie Lactée est considérée comme une spirale barrée. Si l'existence d'une structure spirale ne fait plus aucun doute, des discussions demeurent encore concernant le nombre et l'emplacement des bras. Notre Galaxie devrait

---

<sup>2</sup>Étude concernant la Voie Lactée.

posséder selon toute vraisemblance un anneau moléculaire externe, mais la valeur de son rayon (3.5-5 kpc) est encore débattue. La présence d'un trou ou d'une troncature dans la partie interne du disque mince est encore sujet à controverse (voir l'introduction de la première partie). Notons, sans en dire d'avantage, que d'autres populations stellaires peuvent être présentes dans les parties centrales de la Voie Lactée mais en quantité négligeable : le disque épais (parfois confondu avec le vieux disque mince), et le halo stellaire. Évoquons également le halo de matière noire, dont l'influence n'est pas minime sur l'évolution de la barre et des autres structures des régions centrales.

Les choses se compliquent concernant le bulbe et/ou la barre. Le problème vient du fait que, dans la littérature, deux termes, *bulbe* et *barre*, sont utilisés pour définir trois populations stellaires éventuellement différentes. D'un côté, le même mot *bulbe* est employé pour une étude de la partie très centrale de la Voie Lactée (1 ou 2 premiers degrés de longitude et de latitude) comme pour celle d'une zone plus élargie (jusqu'à 10-15 degrés de longitude du centre galactique), alors que de plus en plus de travaux tendent à montrer qu'on a affaire à deux populations différentes. D'un autre côté, le terme *barre* est parfois pris pour désigner le bulbe externe, alors que l'existence d'une autre longue barre est envisagée (voir l'introduction de la seconde partie).

Cette section a pour finalité de traiter de ces confusions sémantiques possibles entre d'une part le bulbe interne et le bulbe externe (1.3.1) et d'autre part le bulbe externe et l'autre barre éventuelle (1.3.2). Dans la dernière sous-section, je définis, pour dissiper les malentendus, les termes que j'utiliserai par la suite.

### 1.3.1 Bulbe interne / bulbe externe

Comme l'indiquent les exemples suivants, il semble qu'une différenciation s'impose entre les parties interne et externe du bulbe, abritant des populations stellaires d'origines différentes.

Ibata & Gilmore (1995) ont déduit de leurs données cinématiques une forte anisotropie dans l'ellipsoïde des vitesses dans les régions externes du bulbe, alors qu'une isotropie est observée dans la fenêtre de Baade (Spaenhauer et al. 1992), zone plus centrale.

Par ailleurs, Frogel et al. (1999), analysant les diagrammes magnitude couleur de 7 champs des régions internes, trouvent que la métallicité décroît en s'éloignant du centre galactique, et montrent que la partie jeune de la population stellaire observée près du centre décline en densité beaucoup plus rapidement que le reste et ne se détecte plus au-delà de  $1^\circ$  du centre. Toutefois, Davidge (1998) estime que la région centrale du bulbe ne contient pas

une population plus riche en métaux que dans la fenêtre de Baade (à  $l=1^\circ$   $b=-3.9^\circ$ ).

Un exemple d'étude du bulbe interne et du noyau (zone autour du trou noir central) est donné par Krabbe et al. (1995).

### 1.3.2 Bulbe externe / barre

Beaucoup d'auteurs appellent *barre* ou *bulbe/barre* le bulbe externe triaxial, qui est la population stellaire étudiée dans la première partie de cette thèse. Mais Hammersley et al. (2000) et López-Corredoira et al. (2001) estiment que la Voie Lactée possède une autre barre, distincte, plus longue et orientée différemment que le bulbe triaxial. Toutefois, le fait que cette structure, sujet de la deuxième partie, correspond effectivement à une barre n'est pas acquis.

La terminologie *bulbe* et *barre* n'est pas qu'une simple affaire de mots, mais sous-entend deux choses tout à fait différentes : tandis que le premier terme désigne plutôt une population de type sphéroïde plus ou moins triaxial (comme le halo stellaire), le second évoque plus une structure dynamique consécutive à une évolution séculaire du disque, ou une perturbation. Et le problème est que la question de la nature du bulbe externe ou barre n'est pas encore tranchée.

Par ailleurs, une autre barre vient s'ajouter à la liste : il s'agit d'une barre nucléaire détectée par Alard (2001), qui peut éventuellement correspondre à la même chose que le bulbe interne.

### 1.3.3 Définitions

Pour éviter toute confusion qui nuirait à la clarté de ce mémoire, j'appellerai par la suite le **bulbe externe** ou **bulbe triaxial** la population stellaire occupant avec le disque mince les 10-15 degrés centraux (mis à part le premier degré).

Par ailleurs, je nommerai **barre** celle introduite par Hammersley et al. (2000) et López-Corredoira et al. (2001) pour expliquer la surdensité stellaire étudiée dans le deuxième volet de ce mémoire.

# Chapitre 2

## Le modèle de la Galaxie de Besançon

Les deux études entreprises dans le cadre de cette thèse se sont toutes deux basées sur des simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon. Une présentation du modèle est par conséquent nécessaire. Je m'attèle donc dans ce chapitre à sa description, mais sans entrer dans tous les détails, m'attachant principalement aux grandes lignes, et aux points importants pour l'utilisation que j'ai pu en faire.

Une information plus fournie se trouve dans la thèse d'Annie Robin (1983) ou dans les articles de Robin & Crézé (1986), Bienaymé et al. (1987) et Robin et al. (2003). Par ailleurs, une version du modèle, actualisée en 2003, sera très prochainement disponible et utilisable en ligne sur le site :

<http://www.obs-besancon.fr/modele/model2003.html>.

### 2.1 Présentation générale

Créé il y a une vingtaine d'années, le *modèle de synthèse de populations stellaires de la Galaxie de Besançon*, plus communément appelé *modèle de Besançon*, a pour finalité d'offrir une description en trois dimensions, détaillée et à grande échelle, de la partie stellaire de la Voie Lactée.

Le modèle de Besançon a servi pour de multiples usages : la prédiction des comptages d'étoiles dans le visible (Ohja 2001, Castellani et al. 2001 ...), dans la bande I (Krause et al. 2003) et dans l'infrarouge proche (Persi et al. 1999 & 2001, ...); l'analyse de la Galaxie en rayons X (Guilout et al. 1996); l'étude de la cinématique (Bienaymé et al. 1992 ...); la détermination de l'extinction (Zagury et al. 1999); l'estimation de la contamination d'étoiles

devant des amas, galaxies proches ou nuages moléculaires (Cambrésy et al. 1998 ...); ou enfin une classification bayésienne des étoiles (Reylé et al. 2002). Le modèle de Besançon a été par ailleurs choisi comme modèle de référence pour des simulations de champs d'étoiles en vue de la préparation de la mission spatiale GAIA.

## 2.2 Principe de fonctionnement

Le schéma 2.1 résume les principaux points du modèle présentés dans cette partie.

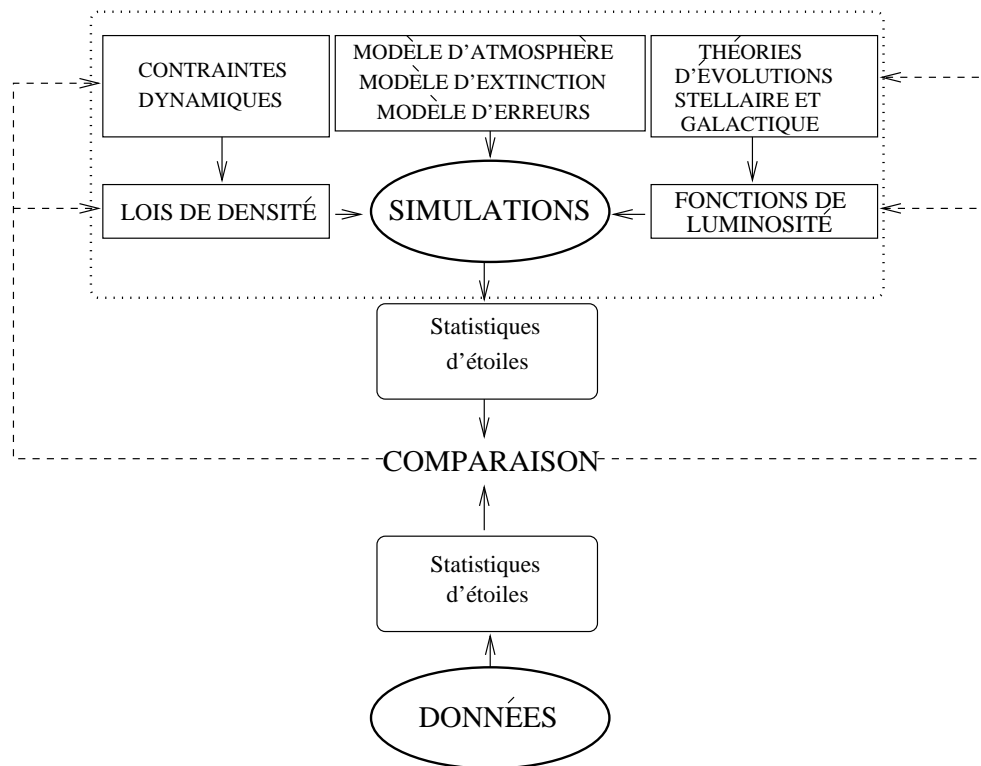


FIG. 2.1 – Principe de fonctionnement du modèle de la Galaxie de Besançon.

Développé dans le visible et l'infrarouge, le modèle de Besançon délivre en sortie, pour une direction choisie, une simulation d'un catalogue de pseudo étoiles, donnant à la fois leurs caractéristiques intrinsèques (position, cinématique, magnitudes et couleurs absolues, masse, type spectral, classe de luminosité, âge et population stellaire ...) et des observables (magnitudes

et couleurs apparentes, métallicité, mouvements propres, vitesse radiale ...) directement comparables aux données.

Le modèle peut en outre délivrer simplement en sortie des tables ou des comptages différentiels, ainsi que des calculs de luminosité intégrée.

Toutes les simulations utilisées lors de cette thèse ont été construites selon le mode *champ* : seules les coordonnées centrales et la surface du champ sont rentrées, et la densité surfacique est considérée comme constante sur tout le champ. Cela nécessite l'emploi de petits champs.

La principale spécificité du modèle de Besançon est son approche semi-empirique : les simulations sont déduites à la fois de considérations théoriques (évolutions stellaire et galactique, dynamique galactique) et de lois empiriques déduites des observations. La théorie et les profils empiriques sont alors contraints par la comparaison des simulations avec les observations. Par ailleurs, les équations de Boltzmann et Poisson assurent une auto-cohérence dynamique dans la direction perpendiculaire au plan galactique.

Chacune des composantes stellaires est décrite par un profil de densité et une fonction de luminosité :

- Le *profil de densité* provient la plupart du temps de modèles présents dans la littérature, et ses paramètres sont ensuite ajustés sur les données en utilisant les simulations.
- Dans le modèle de Besançon, la *fonction de luminosité* n'est pas qu'une simple distribution en magnitude absolue, mais donne le nombre relatif d'étoiles en fonction de plusieurs autres paramètres tels que la température effective, l'âge et la métallicité. Elle dérive à la fois (1) d'une Fonction de Masse Initiale (FMI, distribution en masse des étoiles à leur naissance, généralement de la forme  $M^{-\alpha}$ ,  $M$  étant la masse), (2) d'un Taux de Formation Stellaire (TFS, masse stellaire créée par unité de temps) déduit des scénarii de formation et d'évolution, et (3) de tracés évolutifs donnant la position sur le diagramme magnitude-couleur d'une étoile en fonction de sa masse initiale, sa métallicité, son âge, et de modèles d'atmosphère stellaire et de perte de masse. La comparaison avec les données permet à la fois de contraindre la ou les pentes de la FMI, l'âge d'une population stellaire ou plus généralement le scénario de sa formation et de son évolution.

Par ailleurs, des erreurs photométriques, un bruit de Poisson et une distribution de l'extinction sont pris en compte dans la construction des simu-



lations pour les rendre aussi proches que possible des données.

Dans la suite de ce chapitre, j'énumère les différentes populations stellaires considérées dans le modèle de Besançon. Mais il faut noter également l'ajout, en plus de ces populations stellaires, d'un halo sphéroïdal de matière noire, responsable de près de 90% de la masse totale de la Galaxie (estimée dans un rayon de 50 kpc), et d'un disque de matière interstellaire (voir la partie 2.4.1).

## 2.3 Composantes stellaires

Dans cette partie, une attention plus grande sera portée sur les populations présentes en quantité non négligeable dans les régions centrales de la Voie Lactée, à savoir le disque mince et le bulbe.

### 2.3.1 Le bulbe

Le modèle standard de Besançon ne fait pas la distinction entre le bulbe interne et le bulbe externe, mais décrit le bulbe par une seule population.

Dans le modèle standard actuel, la fonction  $G_2$  de Dwek et al (1995) sert de profil de densité du bulbe, tandis que la fonction de luminosité est celle de Bruzual & Charlot (voir Bruzual et al. 1997 pour plus de renseignements), considérant un bulbe formé par une seule génération d'étoiles, vieux de 10 milliards d'année et avec une métallicité moyenne solaire ( $[Fe/H]=0.019$  dex).

La contribution en masse du bulbe dans la masse stellaire totale de la Voie Lactée environne les 45%.

La détermination de la forme du bulbe externe étant le sujet principal de la partie I, je consacre un volet de cette partie (section 4.2) à la description des profils de densité ajustés et des fonctions de luminosité testées.

### 2.3.2 Le disque mince

La population stellaire du disque mince intervient dans les deux études qui constituent cette thèse : dans la première, le disque mince est pris en compte dans les ajustements des paramètres de densité du bulbe externe, car il contribue à près de la moitié des étoiles de la région étudiée ( $|l| < 12^\circ$  et  $|b| < 4^\circ$ ) et aux magnitudes considérées ( $7.5 \leq K_s \leq 12.5$ ); dans le deuxième travail, il est l'unique population stellaire en quantité non négligeable prévue par le modèle de Besançon dans la zone où la surdensité d'étoiles est détectée

(longitudes inférieures à  $27^\circ$ ). C'est pourquoi il est utile de décrire plus en détail cette population.

Cependant, seuls les paramètres comme l'échelle de longueur du disque et celle de son trou central sont à considérer, les autres éléments intervenant dans les parties extérieures du disque, comme la coupure, le gauchissement et l'évasement, n'ont pas d'influence sur les comptages du disque dans les régions concernées. Je passerai donc vite sur ces aspects-là du modèle de disque.

Le disque mince est, comme chacun le sait, la population stellaire à laquelle appartient le Soleil. La place de notre étoile dans le repère galactique est encore sujet à discussion, et la position choisie peut avoir une influence sur les comptages. Dans le modèle de Besançon, les coordonnées cylindriques du soleil sont  $R_\odot=8.5$  kpc et  $Z_\odot=15$  pc. Quant à sa cinématique, ses vitesses  $U_\odot$ ,  $V_\odot$  et  $W_\odot$  valent respectivement 10.3, 6.3 et 5.9  $\text{km.s}^{-1}$ , et  $V_{\text{LSR}}$  est égale à 226  $\text{km.s}^{-1}$ .

Le poids relatif du disque mince dans le modèle de la Galaxie est estimé aux alentours 45% de la masse totale.

### Disque jeune et disque vieux

Dans le modèle de Besançon, le disque mince est partagé en 7 tranches d'âge. La première composante (âge inférieur à 150 millions d'années) est appelée *disque jeune*, tandis que les 6 autres forment le *disque vieux*. Le disque jeune contribue de façon très minoritaire (taux inférieur à 1%) aux comptages d'étoiles, je ne le décrirai donc pas ici.

Les âges limites des différentes composantes du disque vieux sont explicités dans les tableaux 2.1, 2.2 et 2.3.

### Profils de densité du disque vieux

La distribution en masse du disque vieux suit le modèle d'Einasto (1979), fonction intégrable qui reprend une forme du type II de Freeman, c'est-à-dire avec trou central (voir 1.2.2) :

- Chacune des 6 composantes est décrite par un ellipsoïde axisymétrique dont le rapport d'axe  $\epsilon$  augmente avec l'âge, comme on le voit dans la table 2.1.

- Le profil de densité de chaque ellipsoïde est égal à la soustraction de deux exponentielles modifiées, la deuxième correspondant au trou central :

$$\rho_d(R, Z) = N \times \left[ \exp \left( -\sqrt{0.25 + \left( \frac{a}{R_d} \right)^2} \right) - \exp \left( -\sqrt{0.25 + \left( \frac{a}{R_h} \right)^2} \right) \right]$$

avec  $N = \frac{\rho_{d_0}}{D_0}$  et  $a^2 = R^2 + \left( \frac{Z}{\epsilon} \right)^2$

$R$  et  $Z$  sont les coordonnées cylindriques. Les densités locales  $\rho_{d_0}$ , issues des observations, sont données dans la troisième ligne de la table 2.1.  $D_0$  est égal à l'expression entre crochets quand  $R$  et  $Z$  prennent les valeurs locales  $R_\odot$  et  $Z_\odot$ . Outre les coordonnées galactiques du soleil,  $D_0$  dépend donc également des échelles de longueur  $R_d$  et  $R_h$ .

tranche d'âge	2	3	4	5	6	7
âges	0.15-1	1-2	2-3	3-5	5-7	7-10
$\epsilon$	0.0268	0.0375	0.0551	0.0696	0.0785	0.0791
$\rho_{d_0}$	.007902	.006224	.004020	.005814	.004928	.006590

TAB. 2.1 – Âges limites (en milliards d'années), rapports d'axes et densités locales (en masse solaire par parsec cube) des 6 tranches d'âge du disque vieux.

$R_d$  et  $R_h$  sont respectivement les échelles de longueur du disque et de son trou central. Elles ne varient pas d'une tranche d'âge à l'autre. Les valeurs d'échelle de longueur du disque que l'on trouve dans la littérature se situent autour de 2.5 kpc. L'échelle de longueur du trou, elle, est bien moins connue. L'existence même du trou central n'est pas communément admise. Les valeurs de  $R_d$  et  $R_h$ , ajustées avec les paramètres de densité du bulbe externe (partie A), sont discutées dans la section 4.1.

## Disque externe et bras spiraux

Actuellement, la valeur du rayon du disque mince prise en compte dans le modèle standard est de 14 kpc. Une détermination du rayon de coupure (et de l'échelle de longueur) à l'aide des simulations de Besançon a été effectuée par Ruphy et al. (1996) sur des champs de l'anticentre (données DENIS). La valeur de  $R_{max}$  obtenue est de  $15 \pm 2$  kpc.

Le modèle tient compte d'également un gauchissement (torsion) du disque avec une ligne de noeud passant par le Soleil, ainsi que d'un évasement (augmentation de l'échelle de hauteur dans les rayons du disque les plus externes). Voir Derrière & Robin (2002) pour plus de détails.

D'autre part, le modèle de Besançon prend en considération une structure spirale, même si elle n'a pas encore été calibrée de façon précise.

### Fonction de luminosité

La fonction de luminosité du disque mince a été contrainte par Haywood et al. (1997) et plusieurs modifications sont proposées dans Robin et al. (2003).

La figure 2.2 présente la fonction de luminosité en  $K_s$ . On remarquera au passage la faible proportion du disque jeune par rapport au disque vieux dans les magnitudes plus brillantes que -1 mag, qui sont les seules concernées par notre étude, étant donnés les intervalles de magnitude apparente étudiés (cf. Fig. 4.8). Très minoritaire pour des magnitudes supérieures à -4.5 mag (là où se trouvent le plus grand nombre d'étoiles du disque), le disque jeune reste moins abondant dans les magnitudes les plus brillantes, mais avec une différence avec le disque vieux diminuée (de l'ordre de 2).

La population du disque est produite avec un modèle standard d'évolution, basé sur un Taux de Formation Stellaire constant, et une Fonction de Masse Initiale à deux pentes, proportionnelle à  $M^{-\alpha}$ , avec  $\alpha=1.6$  pour une masse  $M$  inférieure à une masse solaire, et  $\alpha=3.0$  pour une masse supérieure. Pour de plus amples développements sur la Fonction de Masse Initiale, se référer à Haywood et al. (1997) et Robin et al. (2003).

Les magnitudes absolues en  $K_s$  sont déduites des magnitudes en  $V$  grâce aux calibrations semi-empiriques de Lejeune et al. (1997,1998).

Les tranches d'âge n'ont pas les mêmes métallicités. La table 2.2 donne les métallicités moyennes et les dispersions des 7 composantes du disque mince, d'après Twarog (1980).

tranche d'âge	1	2	3	4	5	6	7
âges	0-0.15	0.15-1	1-2	2-3	3-5	5-7	7-10
$[\frac{E_c}{H}]$ moyen	0.01	0.03	0.03	0.01	-0.07	-0.14	-0.37
dispersion en $[\frac{E_c}{H}]$	0.12	0.12	0.10	0.11	0.18	0.17	0.20

TAB. 2.2 – Métallicités moyennes et dispersions (en dex) des 7 tranches d'âge du disque mince. Les âges sont donnés en milliards d'années.

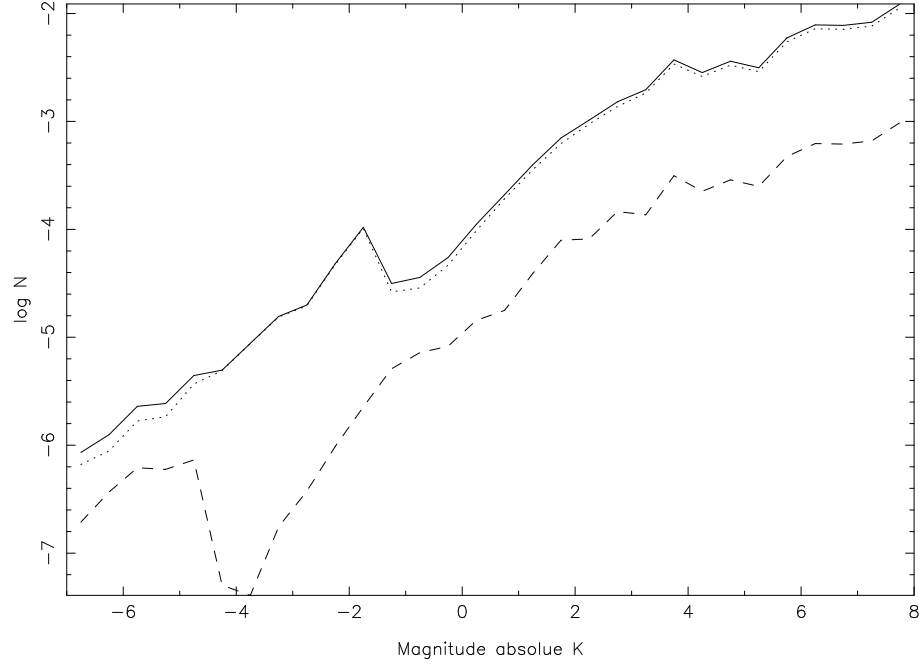


FIG. 2.2 – Fonction de luminosité en  $K_s$  du disque mince. Le disque jeune correspond à la ligne discontinue, tandis que la courbe de points représente le disque vieux, et le tracé continu le disque mince total. En ordonnées : logarithme décimal du nombre d'étoiles par intervalle de magnitude absolue de 1 mag.

### Cinématique

L'ellipsoïde des vitesses du disque provient de Gómez et al (1997), d'après une étude des données Hipparcos. La table 2.3 énumère les dispersions de vitesses, ainsi que le courant asymétrique  $V_{ad}$  au voisinage solaire. Cette dernière est calculée d'après la relation suivante :

$$V_{ad} = \frac{\sigma_U^2}{2 \cdot V_{LSR}} \left[ \frac{R}{\rho} \frac{d\rho}{dR} + \frac{2R}{\sigma_U} \frac{d\sigma_U}{dR} + \left(1 - \frac{\sigma_V^2}{\sigma_U^2}\right) + \left(1 - \frac{\sigma_W^2}{\sigma_U^2}\right) \right]$$

$\frac{d\rho}{dR}$  est le gradient de densité, tandis que  $\frac{d\sigma_U}{dR}$  est égal à  $-2.10^{-1} \text{ km.s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  pour l'ensemble du disque mince.

### 2.3.3 Autres populations stellaires

Je passe en revue ici rapidement les autres composantes stellaires contenues dans le modèle de la Galaxie de Besançon, car ces populations sont en quantité négligeable dans les régions étudiées lors de cette thèse. En effet, le disque épais contribue à moins de 10% de la masse stellaire globale, et le halo

tranche d'âge	1	2	3	4	5	6	7
âges	0-0.15	0.15-1	1-2	2-3	3-5	5-7	7-10
$\sigma_U$	16.7	19.8	27.2	30.2	36.7	43.1	43.1
$\sigma_V$	10.8	12.8	17.6	19.5	23.7	27.8	27.8
$\sigma_W$	6	8	10	13.2	15.8	17.4	17.5
$V_{ad}$	3.5	3.1	5.8	7.3	10.8	14.8	14.8

TAB. 2.3 – Dispersions des vitesses et courants asymétriques (en  $\text{km.s}^{-1}$ ) au voisinage solaire des 7 tranches d'âge du disque mince. Les âges sont en milliards d'années.

à seulement 0.5%. Et leur poids relatif diminue encore quand on s'approche du plan et du centre galactiques.

## Disque épais

Dans la littérature, le terme *disque épais* est souvent utilisé pour décrire le disque vieux. Mais dans le modèle de Besançon, le disque épais est une population stellaire différente du disque mince, plus vieille (l'âge est fixé à 11 milliards d'années) et plus pauvre en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.78\pm 0.30$  dex).

Selon Robin et al. (1996) le disque épais résulterait du chauffage violent des populations du disque mince au début de sa vie, lors du phagocytage d'une galaxie satellite.

La fonction de masse du disque épais a été estimée, à l'aide du modèle de Besançon et de données en visible et en proche infrarouge, par Reylé & Robin (2001).

## Halo stellaire

Le bulbe est parfois considéré comme la partie centrale du halo stellaire. Ici, il s'agit de deux populations différentes, même si elles peuvent avoir été liées quant à leurs formations respectives.

Le halo stellaire est modélisé par un sphéroïde aplati aux pôles. Il s'agit d'une population vieille (âge supposé à 14 milliards d'années) et de métallicité très faible ( $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.78\pm 0.40$  dex). L'étude du halo stellaire (loi de densité et fonction de masse), avec les simulations de Besançon, est l'objet de l'article de Robin et al. (2000).

## 2.4 Extinction interstellaire

Si l'on veut que les simulations s'accordent le mieux avec les observations, il est nécessaire d'entrer dans le modèle, pour un champ donné, la distribution estimée de l'extinction de long de la ligne de visée, a fortiori dans des régions aussi absorbées que celles du bulbe et du plan galactique.

L'extinction, dans le modèle de Besançon, est donnée en  $A_V$ , qui est l'absorption (en mag) dans la bande visible V, les absorptions dans les autres bandes photométriques se déduisant du  $A_V$  à l'aide des coefficients de Mathis (1990).

### 2.4.1 Modèle global de distribution de l'extinction

Le modèle de Besançon possède un disque de matière interstellaire, contribuant à moins de 2% de la masse totale de la Galaxie (hors matière noire), et dont le profil de densité est modélisé soit par une double exponentielle, avec une échelle de longueur de 4.5 kpc et une échelle de hauteur de 140 pc, soit par une loi d'Einstein avec un rapport d'axe  $\epsilon=0.014$ . Mais ce modèle lisse ne peut donner qu'une extinction moyenne, et ne prend pas en compte toutes les inhomogénéités de la distribution de la matière absorbante, dont on peut avoir un aperçu en regardant la carte 2.3, qui donne l'émission des poussières interstellaires en infrarouge lointain dans les parties centrales et proches du plan Galactique.



FIG. 2.3 – Carte en fausse couleur de la Voie Lactée pour  $|l| < 90^\circ$  et  $|b| < 10^\circ$ , d'après les données IRAS. Les bandes à  $12 \mu\text{m}$ ,  $60 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$  sont respectivement représentées en bleu, vert et rouge. L'émission est principalement thermique, due au réchauffement des poussières interstellaires par l'absorption de la lumière des étoiles. Source : <http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/>.

La construction d'un modèle d'extinction tridimensionnel et détaillé, comme l'est celui de Drimmel & Spergel (2001) (évoqué en 8.3.2), est en projet, mais pour le moment la description globale de l'extinction n'est pas suffisante et on doit l'estimer champ par champ.

D'autre part, il existe des cartes détaillées en 2 dimensions, telles celle de Schlegel et al. (1998) d'après les luminosités intégrées de COBE/DIRBE et celle de Schultheis et al. (1999) à partir des données DENIS (voir partie

3.2.1), mais elles ne délivrent qu'une valeur moyenne (Schultheis) ou totale (Schlegel) de l' $A_V$  pour une direction donnée, alors que la connaissance de la localisation spatiale de l'extinction est nécessaire.

Il faut donc, pour chaque champ à étudier, obtenir un modèle de distribution de l'extinction le long de la ligne de visée.

## 2.4.2 Modélisation champ par champ de la distribution de l'extinction

Il existe deux façons d'intégrer dans les simulations, pour une direction donnée, un modèle de distribution de l'extinction le long de la ligne de visée.

- Un premier moyen est d'entrer directement une loi  $A_V(r)$  ( $r$  étant la distance à partir du soleil) préalablement estimée par une méthode appropriée, comme c'est le cas dans la partie 8.3. Cette façon d'opérer a notamment son utilité lorsqu'un modèle assez précis de la distribution d'extinction est requis.
- Une autre méthode convenable lorsqu'une estimation plutôt grossière suffit est de construire un profil de distribution en jouant sur deux paramètres, l'*extinction diffuse* locale et les *nuages*, et en les ajustant sur des diagrammes magnitude-couleur ou des histogrammes en couleur.
  - L'*extinction diffuse* locale ( $A_{\text{diff}}$ ) est la variation locale de densité (en  $A_V$  par kpc) du disque de matière interstellaire relaté plus haut, qui se traduit par une distribution d'extinction continue en distance. Modifier la valeur de  $A_{\text{diff}}$  équivaut donc à moduler cette extinction continue. Sur un histogramme en couleur, augmenter  $A_{\text{diff}}$  revient à étaler vers le rouge et abaisser l'histogramme tout en gardant sa forme générale.
  - Un *nuage* est une densité d'extinction localisée à une distance donnée, due par exemple à la présence d'un bras spiral, ou autre inhomogénéité. Ajouter un nuage implique un décalage vers le rouge du pic de l'histogramme en couleur et une diminution des comptages par intervalle de magnitude.

Cette méthode a été appliquée dans l'ajustement de l'extinction des champs du bulbe externe (voir partie 3.3.1).





## **Première partie**

### **Disque mince et bulbe externe**



# Introduction

L'objet principal de cette étude est la détermination de la distribution spatiale des étoiles du bulbe externe. Plusieurs fonctions de luminosité du bulbe sont par ailleurs testées, afin d'en déduire une indication sur son âge. Le but à terme étant de construire un scénario de formation et d'évolution de cette population.

Mais la région est également abondamment peuplée par une autre composante stellaire : le disque mince, dont la distribution spatiale au centre demeure peu connue. Dès lors, ajuster la densité du bulbe externe sans s'occuper en même temps de celle du disque peut générer des biais, que l'étude soit à partir de luminosités intégrées ou de comptages d'étoiles.

Le modèle de Besançon délivre des catalogues d'étoiles simulées dont on sait à quelle population stellaire elles sont associées. Il permet donc d'ajuster simultanément les paramètres de densité du bulbe externe et du disque. Ceci est un des principaux avantages de la méthode. De plus, le disque demeurant bien au-delà de la région du bulbe externe, certains de ses paramètres de densité, y compris ceux ayant une influence sur les comptages dans les parties internes comme l'échelle de longueur ou les échelles de hauteurs équivalentes (cf 2.3.2), ont déjà été l'objet d'études en d'autres lieux, comme le voisinage solaire ou l'anticentre. Cependant, l'échelle de longueur du trou central,  $R_h$ , probablement le paramètre du disque le plus influent dans les régions internes, demeure la grande inconnue, et ne peut s'estimer en d'autres directions.

Un autre bon point de la méthode est qu'elle profite de l'apport des grands relevés en infrarouge proche, et s'appuie sur l'analyse de comptages d'étoiles. Ceci est préférable aux études de brillance de surface. En effet, parmi toutes les étoiles observées, les comptages considèrent au même titre les étoiles faibles et les autres, alors que ce sont les plus brillantes qui dominent les luminosités intégrées. D'autre part, pour des étoiles du même type spectral, la place d'une source dans le diagramme magnitude-couleur ou dans une distribution en magnitude est directement liée à son éloignement (et l'extinction qui en dépend). Dès lors, un ajustement basé sur les comptages d'étoiles prendra plus en compte implicitement la distance des objets, et, par

conséquent, devrait s'avérer plus performant pour déterminer la distribution spatiale des populations stellaires concernées.

Relatons maintenant de façon rapide et générale l'état des connaissances et des discussions sur les lois de densité du bulbe externe et du disque mince. Les détails seront développés dans le chapitre 4, où j'énumérerai notamment diverses estimations des paramètres concernés de densité par la présente étude.

### La triaxialité du bulbe externe

Si Shane (1971), analysant l'hydrogène neutre des régions internes de la Galaxie, voyait déjà la signature de la présence d'une barre dans la Voie Lactée, la triaxialité du bulbe externe, aujourd'hui communément admise<sup>1</sup>, fut mise en évidence définitivement au début des années 1990. Blitz & Spergel (1991) (carte de Matsumoto) et Kent et al. (1991) (Spacelab) ont remarqué une asymétrie en longitude sur des cartes de luminosité intégrée à  $2.4 \mu\text{m}$ . La raison invoquée pour expliquer cette asymétrie serait la triaxialité du bulbe externe (qu'ils appellent également barre), dont l'extrémité proche se trouverait dans le premier quadrant. Nakada et al. (1991), travaillant sur un échantillon d'étoiles IRAS, détectent aussi l'asymétrie et arrivent aux mêmes conclusions. Les travaux de Binney et al. (1991) sur la cinématique du gaz (HI,CO,CS) dans la même région ( $|l| < 10^\circ$ ) vont également dans ce sens.

Sort alors une multitude d'articles, proposant chacun un modèle de distribution de densité du bulbe externe, et donnant notamment une estimation de son orientation. Ces études, dont une part importante est présentée à titre d'exemple dans le chapitre 4, sont basées sur des observations variées : brillance de surface (principalement les cartes COBE/DIRBE, à  $2.2 \mu$ ,  $3.5 \mu\text{m}$  et  $4.9 \mu\text{m}$ .), comptages d'étoiles (OGLE, IRAS, TMGS, DENIS, 2MASS ...), cinématique, microlentilles. Tout le monde s'accorde alors pour donner une même configuration : le bulbe externe est triaxial, allongé, son axe principal repose pratiquement sur le plan galactique et pointe (de son extrémité proche du soleil) vers le premier quadrant. Mais l'orientation précise du bulbe externe, elle, demeure encore controversée.

---

<sup>1</sup>Certains modèles proposent un bulbe externe de forme très allongé et axisymétrique autour de son axe principal. La triaxialité n'a certes plus cours ici, mais ce type de modèle n'en est pas pour autant réellement contradictoire avec les autres. En effet, lorsque l'on parle de la triaxialité du bulbe externe, on la lie en fait à l'asymétrie en longitude qui en découle, par opposition aux modèles (comme souvent ceux représentant les halos) de sphéroïdes aplatis et axisymétriques autour de l'axe vertical, et non d'un axe pratiquement couché sur le plan.

## Le trou central du disque mince

Si la triaxialité du bulbe externe fait quasiment l'unanimité, l'existence d'un trou ou d'une troncature dans la partie centrale du disque mince de la Voie Lactée, comme cela se voit dans d'autres galaxies (voir 1.2.2) est encore sujet à controverses. Plusieurs travaux font tout de même allusion à la présence d'un trou - ou d'une troncature - à l'intérieur du disque mince, son existence semblant fortement liée à celle d'une barre, hypothèse favorisée par l'étude des galaxies extérieures.

Paczyński et al. (1994), travaillant sur les données OGLE dans la fenêtre de Baade ( $l=1^\circ$  et  $b=-3.9^\circ$ ), ont trouvé qu'en-deçà du bras spiral du Sagittaire, situé à environ 2.5 kpc du centre, la densité du disque décroissait fortement. Toutefois, ce résultat fut démenti par Kiraga et al. (1997)<sup>2</sup> qui réanalysèrent les mêmes observations.

Freudenreich (1998), basant son étude sur les luminosités intégrées de COBE/DIRBE, fait part d'un trou du disque allant jusqu'à l'anneau moléculaire qu'il place à 3 kpc, trou à l'intérieur duquel se trouve une barre orientée de  $14^\circ$  par rapport à la direction du Soleil. López-Corredoira et al. (2001), travaillant à partir des données DENIS trouvent la même configuration trou-anneau-barre, mais estiment la longueur de la barre à près de 4 kpc, et son angle à environ  $45^\circ$ . Il ne s'agit peut-être pas de la même barre, Freudenreich (1998) faisant probablement allusion au bulbe externe (partie I de la thèse) et López-Corredoira et al. (2001) à la structure observée aux longitudes  $20^\circ$ - $27^\circ$  (partie II). Lépine & Leroy (2000) montrent qu'un modèle prenant en compte un trou du disque reproduit mieux les brillances de surface et la courbe de rotation. Leur modèle possède également une barre de 2.3 kpc de rayon, dont les extrémités touchent deux longs bras spiraux.

Je débute cette partie par la description des données, à savoir une centaine de fenêtres de moindre extinction extraites des batches DENIS, et leur analyse (estimation du rougissement, choix des coupures et des intervalles de comptage).

Je détaille ensuite les modèles de disque et de bulbe externe utilisés dans ces ajustements, répertoriant les profils de densité et fonctions de luminosité du bulbe testés, et listant les 11 paramètres à ajuster. J'en profite alors pour énumérer quelques estimations de ces paramètres obtenues avec d'autres travaux.

Le chapitre 5 est consacré à l'explication et la validation sur des données simulées de la méthode de Monte Carlo que j'ai élaborée pour ajuster les 11

---

<sup>2</sup>Article co-signé par les deux principaux auteurs de Paczyński et al. (1994).

paramètres simultanément.

Les résultats des ajustements sont donnés dans chapitre 6. Viennent enfin (chapitre 7) la discussion sur ces résultats, et les perspectives envisagées.

# Chapitre 3

## Les données DENIS

Ce chapitre s'attache à la description des données - et à leur analyse - qui ont servi à contraindre les modèles de bulbe triaxial et de disque mince. Les observations, dans les bandes en proche infrarouge J et  $K_s$  proviennent des batches DENIS, auxquels la section 3.1 est dédiée. La comparaison des comptages simulés et observés s'est faite sur une centaine de fenêtre dont la sélection est expliquée dans la section 3.2. Enfin, la section 3.3 présente l'analyse des données, à savoir l'ajustement de l'extinction, le choix des coupures en magnitude et couleur, et celui des intervalles de comptage.

### 3.1 Données DENIS

Cette partie décrit brièvement le grand relevé DENIS, en traitant principalement des batches, observations particulières que nous avons utilisées pour cette étude. Plus de détails sur DENIS sont notamment disponibles sur le site <http://www-DENIS.iap.fr>, dans les articles Epchtein et al. (1997) et Fouqué et al. (2000), ainsi que dans les thèses de Stéphanie Ruphy (1996) et Sébastien Derrière (2001).

#### 3.1.1 Le grand relevé DENIS

Le projet DENIS (*DEep Near Infrared Survey of the Southern Sky*), auquel participent de nombreux laboratoires européens ainsi que l'IAG de São Paulo (Brésil), a pour but de cartographier l'ensemble de l'hémisphère sud en infrarouge proche. Depuis le début des observations en décembre 1995 jusqu'à leur fin en septembre 2001, 97% du ciel austral ont été observés.



L'instrument est un télescope de type Cassegrain d'1m de diamètre, appartenant à l'ESO et situé à la Silla, au Chili. Deux miroirs dichroïques séparent la lumière incidente en trois faisceaux qui sont ensuite dirigés sur trois détecteurs, ce qui permet l'observation simultanée d'un champ dans trois bandes photométriques différentes : la bande optique I et les bandes en infrarouge proche J et  $K_s$ . La Table 3.1 donne les caractéristiques des bandes, tandis que la figure 3.1 présente les courbes de transmission des filtres et des miroirs.

Bande photométrique	I	J	$K_s$
Longueur d'onde centrale	0.82 $\mu\text{m}$	1.25 $\mu\text{m}$	2.15 $\mu\text{m}$
Filtre utilisé	I-Gunn	J-Johnson	$K_{\text{short}}$
Magnitude de saturation	10.0	8.0	6.0
Magnitude limite de sensibilité	18.5	16.5	14.0

TAB. 3.1 – Caractéristiques des trois bandes DENIS.

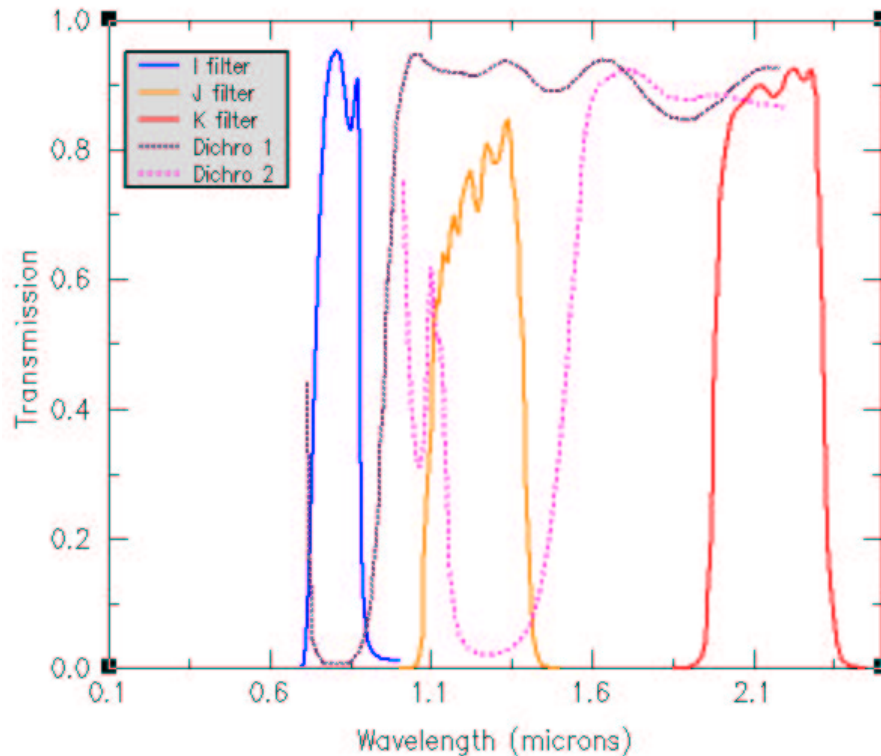


FIG. 3.1 – Courbes de transmission des filtres I-Gunn, J-Johnson et  $K_{\text{short}}$  (traits pleins) et des miroirs dichroïques (pointillés). Source : <http://www-denis.iap.fr>.

La taille d'un champ est de 12' en ascension droite x 12' en déclinaison, et correspond à une image de 256 pixels x 256 pixels pour J et K<sub>s</sub> et 1024 x 1024 pour I, ce qui donne une échelle de 3" par pixel en J et K<sub>s</sub> et 1" en I environ. Deux images adjacentes se recouvrent sur 2', ce qui permet de comparer la photométrie et l'astrométrie des étoiles appartenant aux deux images.

Les observations ont été traitées au PDAC (*Paris Data Analysis Center*, France) et au LDAC (*Leiden Data Analysis Center*, Pays-Bas). Une identification croisée des sources DENIS avec les observations dans les bandes visibles R et B d'USNO-A2.0 a permis d'obtenir une incertitude astrométrique de l'ordre de 0.5". Les erreurs photométriques varient de 0.05 mag (étoiles brillantes) à 0.2 mag (étoiles faibles).

Les observations DENIS ont été utilisées dans des domaines variés, comme la détection d'objets faibles du voisinage solaire (Delfosse et al. 1997,1998), d'étoiles jeunes dans les nuages moléculaires (Cambresy et al. 1998), d'amas proches du plan Galactique (Reylé & Robin 2002) ou de galaxies proches du plan galactique (Vauglin et al. 1999), ou comme l'estimation de l'extinction (Schultheis et al. 1999), ou l'étude de la structure Galactique (Ruphy et al. 1996, Derrière & Robin 2002 ...) et des nuages de Magellan (Cioni et al. 2000).

### 3.1.2 Batches DENIS

Les catalogues DENIS sont disponibles sous deux formes : les *strips* et les *batches*. Si les strips restent les observations principales - et les plus utilisées - du programme DENIS, les batches sont plus appropriés pour une étude du bulbe.

Un *strip* est une bande de 12' en ascension droite x 30° en déclinaison, et se compose donc de 180 images de 12' x 12', avec un recouvrement de 2' en déclinaison entre deux images voisines. Deux strips adjacents sont décalés de 10' en ascension droite, avec 2' minimum de recouvrement. 5112 strips sont nécessaires pour une cartographie complète de l'hémisphère austral.

En plus des strips, des observations spécifiques ont été faites en 1998 dans la région du bulbe externe et du plan galactique, et les images ont été regroupées en *batches* (Simon et al., en préparation). Un batch se compose de 100 images de 12' x 12', contre 180 pour les strips, pour une surface totale d'environ 2 degrés carrés. Il est large comme 4 strips en ascension droite, et beaucoup moins étendu en déclinaison. L'objectif n'est donc plus

une cartographie de tout l'hémisphère à travers de longues bandes, mais l'obtention de catalogues restreints à une certaine région.

Une particularité de la région du bulbe et du plan est la grande densité d'étoiles : les champs sont très peuplés. L'ajustement de la PSF pour l'extraction des sources a donc été optimisé pour le cas de champs encombrés. Par ailleurs, toutes les étoiles standards observées en une nuit donnée ont servi pour déterminer le point zéro, et la précision obtenue en photométrie est 0.05 mag en J et 0.15 mag en  $K_s$ . C'est le PDAC (Observatoire de Paris) qui s'est chargé de la réduction des données.

À cause de la confusion, même si les magnitudes limites de sensibilité de DENIS sont respectivement de 18.5, 16.5 et 14.0 mag, les limites de complétudes sont à des magnitudes plus brillantes, notamment dans des champs encombrés. Ces limites varient d'un champ à l'autre. Schultheis & Glass (2001) ont déterminé ces limites en J et  $K_s$  dans les fenêtres de Baade ( $l=+1^{\circ}37$   $b=-2^{\circ}63$  et  $l=+1^{\circ}03$   $b=-3^{\circ}83$ ) et ont obtenu 13.5 mag pour J et 12 mag pour  $K_s$ .

Ainsi, de par leur format et leur réduction de données spécifique, les batches siéent mieux que les strips à une étude concernant la région du bulbe. Par ailleurs, les données issues des batches ont été utilisées par le programme ISOGAL (Omont et al. 2003), dont la finalité est l'identification croisée des sources en infrarouge proche DENIS avec les sources en infrarouge moyen ( $7 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ ) du satellite ISO. En complément à l'étude basée sur les observations DENIS, quelques comparaisons avec les données ISOGAL sont envisagées sur des champs plus proches du plan (voir 7.2.2).

### 3.1.3 Comparaison DENIS - 2MASS

Ce n'est qu'à la fin de mon travail que l'intégralité des catalogues 2MASS a été mise à la disposition de toute la communauté. Le but de cette parenthèse est de montrer que, bien qu'elles soient plus profondes, l'emploi des données 2MASS à la place des batches DENIS n'aurait rien changé.

Le concurrent américain de DENIS, 2MASS (*2 Microns All Sky Survey*, voir Struskie et al. 1997 pour de plus amples informations), a cartographié l'ensemble du ciel dans trois bandes en infrarouge proche : J, H ( $1.65 \mu\text{m}$ ) et  $K_s$ . Les observations ont été faites au Mont Hopkins (Arizona) pour l'hémisphère nord et Cerro Tololo (Chili) pour le ciel austral, avec des télescopes de 1.3m de diamètre. Les données furent traitées à l'IPAC (*Infrared Processing and Analysis Center*, JPL/Caltech). La précision astrométrique est à peu près la même que DENIS, mais les magnitudes limites de sensi-

bilité sont meilleures : 17.1 mag pour J et 15.6 mag pour  $K_s$ . Là encore, dans les champs encombrés des régions centrales de la Galaxie, les limites de complétude sont à des magnitudes bien plus brillantes que les limites de sensibilité, mais restent légèrement meilleures que DENIS : Schultheis & Glass (2001) ont estimé pour les fenêtres de Baade des limites égales à 14 mag pour J et 12.2 mag pour  $K_s$ , contre 13.5 mag et 12 mag avec DENIS.

Cabrera-Lavers & Garzón (2003) ont comparé, pour les deux bandes photométriques communes J et  $K_s$ , l'astrométrie et la photométrie des données DENIS (issues des strips) et 2MASS sur 19 champs, dont 2 dans la région du bulbe à  $l=-6^\circ$   $b=0^\circ$  et  $l=-1^\circ$   $b=0^\circ$ . Ils ont évalué pour ces deux champs la différence moyenne en photométrie à environ 0.1 mag dans les deux bandes. Aucune différence significative en astrométrie n'a été décelée.

Schultheis & Glass (2001) ont fait une comparaison analogue entre les données DENIS (issues cette fois-ci des batches) et 2MASS sur les deux fenêtres de Baade :  $l=+1^\circ 37'$   $b=-2^\circ 63'$  et  $l=+1^\circ 03'$   $b=-3^\circ 83'$ , et ont estimé les différences en J et  $K_s$ . Les moyennes et dispersions des valeurs obtenues sont respectivement de 0.01 mag et 0.12 mag.

D'autres comparaisons analogues DENIS-2MASS ont été entreprises et ont donné des résultats compatibles avec ceux de Cabrera-Lavers & Garzón (2003) et Schultheis & Glass (2001), mais sur des champs qui ne concernent pas l'étude du bulbe : Delmotte et al. (2001) sur les Nuages de Magellan, et Carpenter (2001) sur un champ du plan situé à  $l=-37^\circ$ .

Ainsi, à des magnitudes pour lesquelles la complétude des deux relevés est assurée, les données DENIS et 2MASS ne présentent pas de différences significatives en photométrie ni en astrométrie.

Par ailleurs, même si elles sont plus profondes, l'emploi dans cette étude des observations 2MASS n'apporte rien de plus que DENIS. En effet, pour réduire le plus possible la contamination des naines, les coupures ont été faites en  $K_s$  à des magnitudes plus brillantes que les limites de complétude (voir §3.3.2).

On peut donc en conclure qu'une telle étude avec DENIS est équivalente à ce qui pourrait être conduit avec 2MASS.

## 3.2 Fenêtres de moindre extinction

Dans la région du bulbe, l'extinction est très élevée en moyenne, même pour des observations en infrarouge proche. Mais la distribution des poussières est très hétérogène et il est possible de trouver certains champs plus faiblement absorbés. Une centaine de fenêtres de moindre extinction ont ainsi été extraites des batches DENIS. Cette partie décrit la façon dont s'est opérée leur sélection.

C'est Emmanuel Chereul, alors post-doctorant à l'Observatoire de Genève, qui a effectué ce travail avant le début de ma thèse.

### 3.2.1 Distribution de l'extinction dans le bulbe

Schultheis et al. (1999) ont déterminé la distribution de l'extinction dans la région du bulbe. La méthode est la suivante : des diagrammes magnitude-couleur  $K_s/J-K_s$  issus des données ont été comparés à des tracés théoriques de la branche des géantes rouges et de la branche asymptotique, les  $A_V$  étant obtenus en estimant la valeur nécessaire pour déplacer les étoiles du diagramme des données jusqu'à l'isochrone d'extinction nulle. Les comparaisons ont été effectuées sur des champs de 2' de diamètre pour des magnitudes  $K_s$  inférieures à 11 mag. Les données en J et  $K_s$  proviennent des batches DENIS, tandis que les tracés théoriques ont été construits par Bertelli et al. (1994) pour des étoiles placées à 8 kpc, avec une population stellaire de 10 milliards d'année et une métallicité solaire ( $Z=0.019$ ).

La carte 3.2 donne le  $A_V$  moyen pour chaque champ. Cette carte se restreint à des champs proches du plan, et ne donne que la valeur de l'extinction moyenne et non la distribution complète en  $A_V$ . Mais Mathias Schultheis nous a fourni, à titre privé, les tables de distributions en  $A_V$  dans une région plus étendue en longitude et en latitude.

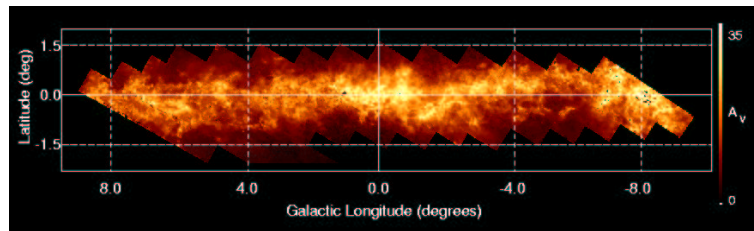


FIG. 3.2 – Carte d'extinction du bulbe interne obtenue par Schultheis et al. (1999). On remarquera à quel point l'extinction est hétérogène, et élevée quand on s'approche du plan. Source : <http://www-denis.iap.fr/articles/extinction/>.

### 3.2.2 Sélection des fenêtres

À l'aide des tables de Mathias Schultheis, une centaine de fenêtres de moindre extinction ont été extraites d'une quarantaine de batches DENIS. Une fenêtre de  $15' \times 15'$  (en coordonnées équatoriales) a balayé la région du bulbe externe (grosso modo entre les longitudes  $[-12^\circ : +10^\circ]$  et les latitudes  $[-4^\circ : +4^\circ]$ ), et pour chacune de ses positions, les moyenne et dispersion des  $A_V$  dans la fenêtre ont été déduites de la distribution en  $A_V$  donnée dans les tables. Les positions pour lesquelles le  $A_V$  moyen est faible et la dispersion en  $A_V$  limitée - ce qui permet une modélisation simple de l'extinction le long de la ligne de visée - ont été retenues.

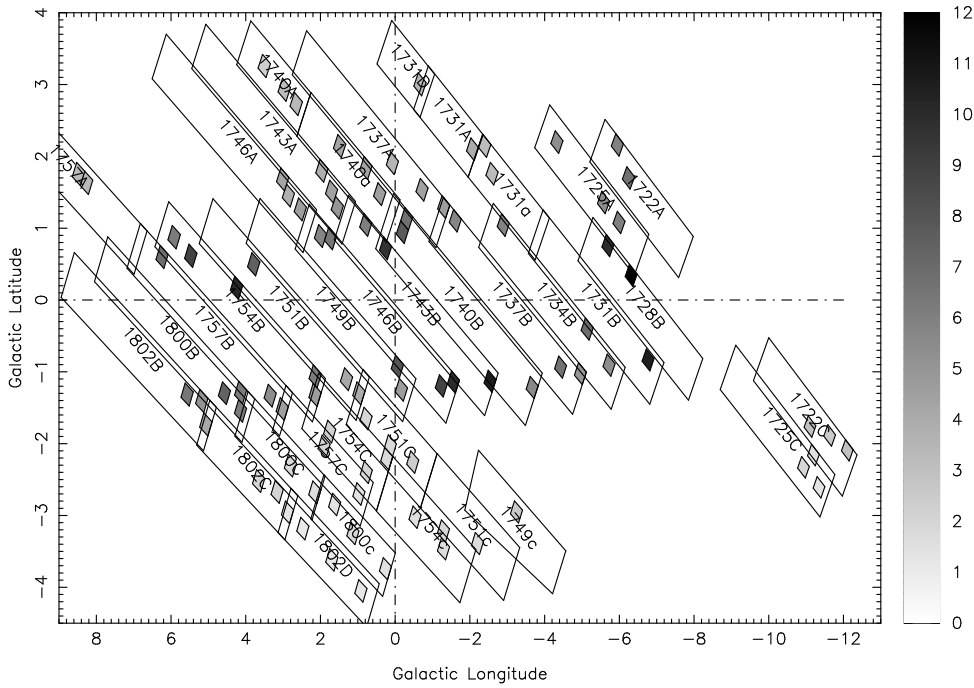


FIG. 3.3 – Fenêtres de moindre extinction. Les grands parallélogrammes correspondent aux batches DENIS, dont les noms sont inscrits aux centres. Les fenêtres sont teintées en fonction de l' $A_V$  moyen issu de la table 3.2.

Parmi les fenêtres choisies dans un premier temps, quelques unes ont dû être rejetées car elles n'étaient pas assez peuplées, ou avaient une extinction trop difficile à ajuster. D'autres ont été écartées car, pour une raison inconnue, l'accord final y était très mauvais lors des ajustements tests sur des données simulées (voir 5.4). En fin de compte, 94 fenêtres de moindre extinction issues de 37 batches ont servi aux comparaisons.

TAB. 3.2 – Coordonnées, surfaces,  $A_V$  moyens et dispersions en  $A_V$  des 94 fenêtres sélectionnées. Les noms des fenêtres correspondent aux noms des batches suivis du numéro de la fenêtre.

nom	longitude (°)	latitude (°)	surface (deg <sup>2</sup> )	$A_V$ (mag)	$\sigma_{A_V}$ (mag)
1722A1	-6.24526	1.69900	0.0521	6.61	0.90
1722A2	-5.94874	2.15910	0.0524	5.88	0.84
1722C1	-11.63128	-1.88635	0.0479	2.58	0.56
1722C2	-11.10450	-1.76201	0.0482	2.92	0.64
1722C3	-12.10231	-2.09248	0.0475	2.94	0.79
1725A1	-5.57693	1.35953	0.0526	5.36	0.44
1725A2	-5.99230	1.07982	0.0523	6.03	0.51
1725A3	-4.33017	2.19817	0.0535	5.34	0.50
1725C1	-11.34652	-2.60796	0.0481	1.30	0.33
1725C2	-11.19633	-2.15858	0.0483	1.54	0.37
1725C3	-10.93030	-2.32906	0.0484	1.91	0.44
1728B1	-5.69570	0.75723	0.0517	9.82	0.81
1728B2	-6.31659	0.34348	0.0512	13.91	1.18
1731a1	-2.59400	1.75839	0.0537	3.17	0.16
1731A1	-2.39868	2.14363	0.0539	3.18	0.17
1731A2	-2.07128	2.09845	0.0541	3.91	0.21
1731B3	-6.76970	-0.83498	0.0509	10.51	0.86
1731D1	-0.66420	3.00258	0.0553	3.38	0.60
1734B1	-5.72514	-0.90640	0.0518	5.39	0.26
1734B2	-2.89498	1.04478	0.0538	5.82	0.23
1734B3	-5.14050	-0.40406	0.0523	6.91	0.26
1737A1	-0.71781	1.53425	0.0539	4.45	0.14
1737A2	-1.29966	1.29384	0.0536	4.58	0.14
1737A3	0.07460	1.90573	0.0544	3.47	0.12
1737B1	-4.95907	-1.02495	0.0512	4.94	0.21
1737B2	-1.60953	1.10326	0.0534	5.71	0.17
1737B3	-4.42922	-0.93428	0.0515	6.62	0.28
1740a1	0.41484	1.47398	0.0553	4.50	0.20
1740a2	0.78442	1.83672	0.0555	4.29	0.22
1740a3	1.48776	2.14251	0.0559	4.30	0.28
1740A1	2.64949	2.72928	0.0562	3.31	0.42
1740A2	2.97001	2.92783	0.0564	3.09	0.44
1740A3	3.50447	3.25855	0.0567	2.28	0.36
1740B1	-3.66672	-1.21817	0.0518	5.61	0.23
1740B2	-0.30825	1.12917	0.0540	6.66	0.17
1740B3	-0.19297	0.94446	0.0540	7.70	0.17
1743A1	1.54974	1.28532	0.0548	4.93	0.14
1743A2	1.70321	1.50946	0.0550	4.45	0.15
1743A3	1.96201	1.79901	0.0551	3.80	0.13
1743B1	0.25793	0.71843	0.0543	9.59	0.23
1743B2	0.78640	1.04423	0.0546	6.06	0.15
1743B3	-2.54001	-1.13118	0.0525	10.60	0.52
1746A1	2.54002	1.26163	0.0552	4.57	0.16
1746A2	2.85822	1.45460	0.0554	3.78	0.14
1746A3	3.01226	1.67893	0.0555	4.24	0.20
1746B1	1.99912	0.89160	0.0551	5.73	0.17
1746B2	1.72938	0.85734	0.0549	6.43	0.19
1746B3	-1.23625	-1.19620	0.0531	8.85	0.29
1746B4	-1.55930	-1.14245	0.0529	10.03	0.44

nom	longitude (°)	latitude (°)	surface (deg <sup>2</sup> )	$\overline{A_V}$ (mag)	$\sigma_{A_V}$ (mag)
1749B1	-0.16567	-1.25081	0.0551	4.60	-0.11
1749B2	-0.06006	-0.92742	0.0553	8.00	2.42
1749c3	-3.24657	-2.95111	0.0532	2.56	0.14
1751B1	0.97132	-1.29910	0.0556	3.91	0.08
1751B2	1.30303	-1.10354	0.0558	4.14	0.09
1751B4	3.78623	0.49619	0.0573	7.42	0.24
1751c3	-2.20173	-3.39077	0.0530	1.72	0.18
1751C1	0.12972	-2.03228	0.0540	1.76	0.11
1751C2	0.78145	-1.65022	0.0544	1.96	0.10
1751C3	-0.46853	-2.25693	0.0536	2.39	0.17
1754B1	2.14444	-1.32330	0.0562	4.63	0.14
1754B2	2.14070	-1.06230	0.0562	6.18	0.18
1754B3	4.24545	0.17006	0.0574	10.16	0.40
1754B4	5.47158	0.61607	0.0531	8.89	0.39
1754B5	5.91522	0.87463	0.0583	6.15	0.27
1754c1	-0.53184	-3.02396	0.0540	1.56	0.13
1754c2	-1.29352	-3.46345	0.0535	1.61	0.18
1754c3	-1.29184	-3.21592	0.0536	1.85	0.18
1754C1	0.22607	-2.21066	0.0539	1.81	0.12
1754C2	0.77257	-2.39911	0.0541	1.98	0.14
1754C3	1.75333	-1.83184	0.0547	2.20	0.14
1757A1	8.26184	1.63058	0.0575	3.32	0.22
1757A2	8.47684	1.75449	0.0575	3.22	0.23
1757B1	3.02315	-1.51721	0.0548	4.56	0.17
1757B2	3.34569	-1.33158	0.0549	5.38	0.21
1757B3	6.24063	0.59956	0.0565	6.83	0.31
1757C1	0.97087	-2.70027	0.0548	1.45	0.14
1757C2	1.90280	-2.03722	0.0545	2.17	0.18
1800B1	4.14030	-1.54324	0.0552	6.22	0.39
1800B2	4.13757	-1.28833	0.0553	6.21	0.48
1800B3	4.57141	-1.29769	0.0554	7.36	0.51
1800c1	1.62083	-2.84752	0.0544	1.34	0.11
1800c2	0.26171	-3.74146	0.0535	1.42	0.20
1800c3	1.13155	-3.24995	0.0541	1.78	0.19
1800C1	2.15120	-2.67590	0.0549	1.50	0.14
1800C2	2.80349	-2.30560	0.0553	1.82	0.16
1802B1	5.06817	-1.73230	0.0572	4.11	0.23
1802B2	5.17736	-1.40494	0.0573	5.08	0.28
1802B3	5.56882	-1.31695	0.0575	6.39	0.38
1802C1	2.88210	-2.95545	0.0555	1.23	0.11
1802C2	3.15867	-2.67161	0.0557	1.99	0.17
1802C3	3.65582	-2.52133	0.0559	2.00	0.16
1802D1	2.47182	-3.18271	0.0555	1.07	0.11
1802D2	1.69567	-3.61682	0.0550	1.10	0.11
1802D3	0.91878	-4.05026	0.0545	1.16	0.15



La carte 3.3 montre la position des 94 fenêtres. La table 3.2 répertorie leurs coordonnées et surfaces ainsi que le  $A_V$  moyen et la dispersion obtenues à partir des tables de Schultheis. On remarque que si les fenêtres sont bien distribuées de part et d'autre des axes  $l=0^\circ$  et  $b=0^\circ$ <sup>1</sup> - ce qui est nécessaire pour bien déterminer les angles d'orientation du bulbe externe -, très peu sont placées proches du plan Galactique ( $|b| < 1^\circ$ ) car l'extinction est très grande dans cette région, comme on peut le constater sur la carte 3.2. Ce manque de champs proches du plan rend plus difficile l'ajustement de paramètres tels que l'échelle de longueur du trou central du disque, par exemple.

### 3.3 Analyse des données

Des trois bandes photométriques DENIS, seules les bandes infrarouges J et  $K_s$  ont été prises en compte, la bande optique I étant trop sensible à l'extinction interstellaire.

Une fois les champs sélectionnés, les données DENIS ont été analysées fenêtre par fenêtre. Outre la vérification d'une homogénéité correcte des champs et quelques rares ajustements de surface dus à l'absence d'observations dans une partie de la fenêtre (voir les graphiques en  $(\alpha, \delta)$  sur la deuxième colonne de la figure 3.6, en fin de chapitre), l'analyse s'est principalement articulée autour de l'ajustement de l'extinction et du choix des coupures à appliquer en J,  $K_s$ , et J- $K_s$ .

Puis les intervalles de comptages en magnitude et en couleur ont été déterminés à partir des observations.

À noter également la prise en compte des erreurs photométriques : pour chaque batch, et pour chacune des bandes J et  $K_s$ , on disposait d'une loi donnant la variation des erreurs photométriques en fonction de la magnitude. Ces lois d'erreurs, de la forme  $A + e^{C \cdot m - B}$ ,  $m$  étant la magnitude et les coefficients A,B,C variant selon le batch, ont alors pu être rentrées dans le modèle de Besançon pour en tenir compte lors de la construction des simulations.

---

<sup>1</sup>Avec certes une asymétrie en longitude

### 3.3.1 Ajustement de l'extinction

Les valeurs de  $A_V$  fournies par les tables de Schultheis ne suffisent pas : il est indispensable, si l'on veut comparer des données aux simulations, d'estimer, pour chaque fenêtre, la distribution de l'extinction le long de la ligne de visée.

Il existe des méthodes permettant d'estimer de façon assez précise la loi  $A_v(r)$  dans un champ (voir le chapitre 8.3), mais l'emploi de ces méthodes ne se justifiait pas dans le cas présent : le but de la sélection étant d'éviter les champs où l'extinction est trop forte ou trop difficile à décrire, un modèle simple de distribution de l'extinction suffisait. De plus, l'utilisation d'un modèle simplifié permet un ajustement plus rapide et automatisé, ce qui est particulièrement profitable quand on a une centaine de fenêtres à traiter. Il faut toutefois reconnaître qu'un désavantage du choix que nous avons fait ici est que l'ajustement de l'extinction se fait par l'intermédiaire du modèle de Besançon, qu'on utilise par la suite pour la comparaison avec les données.

Dans un premier temps, le modèle de distribution de l'extinction se réduisait à une extinction diffuse nulle et un seul nuage à 1 kpc (où se trouve le bras spiral Sagittarius-Carina), de densité en  $A_V$  égale à la valeur moyenne donnée par la carte de Schultheis. Mais, pour quelques fenêtres, un tel modèle ne permettait pas de reproduire correctement la forme des histogrammes en J-K<sub>s</sub> des données. J'ai donc rajouté un deuxième nuage, à 4.5 kpc (bras spiral de Scutum-Centaurus) pour la plupart des fenêtres, et à une autre distance pour quelques unes où cela semblait mieux convenir.

Pour chaque champ, les densités des deux nuages ont ensuite été ajustées comme suit : on balaie avec un pas constant les valeurs de  $A_V$  pour chacun des nuages et on en déduit les valeurs pour lesquelles le modèle s'accorde le mieux avec les données, l'adéquation entre simulations et observations s'estimant en comparant par tranche de magnitude la position des 6 quantiles  $\frac{1}{7} \dots \frac{6}{7}$  en J-K<sub>s</sub>. L'emploi des quantiles permet de réduire au maximum l'influence d'une mauvaise estimation par le modèle de la densité stellaire du champ pour ne s'intéresser qu'à la forme générale des histogrammes en J-K<sub>s</sub> (par tranche de magnitude) et à la position des pics. Les histogrammes en J-K<sub>s</sub> ont été construits après application de coupures en magnitude et couleur, suite à une première estimation grossière des valeurs limites (voir la partie 3.3.2). Les histogrammes simulés ont été dérivés de simulations standards de Besançon sur lesquelles des corrections en K<sub>s</sub> et J-K<sub>s</sub> furent appliquées étoile par étoile en fonction des  $A_V$  testés. À titre d'exemple, la figure 3.4 présente l'ajustement effectué sur la fenêtre 1728B1, champ proche du plan et donc particulièrement éteint.

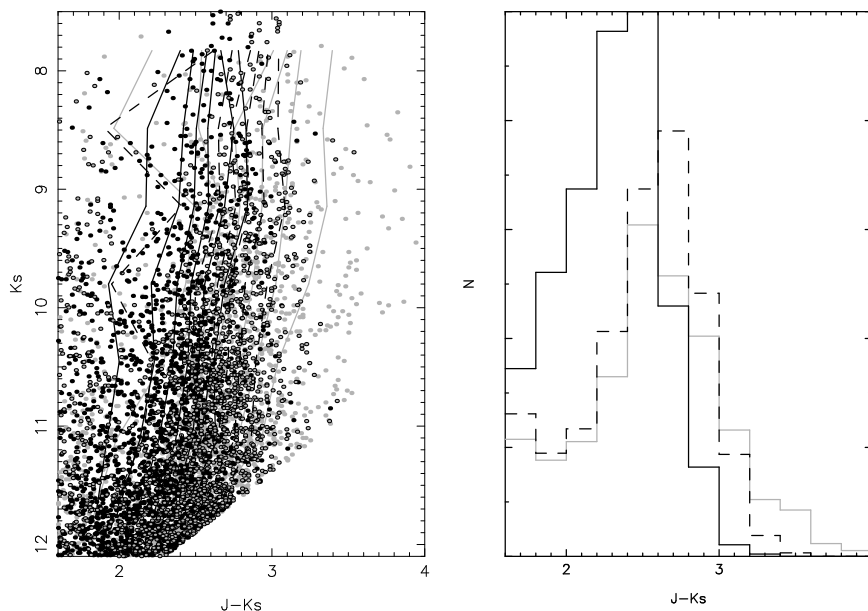


FIG. 3.4 – Ajustement des densités des deux nuages pour la fenêtre 1728B1. Les données sont en gris, le modèle en noir, lignes continues et points pleins pour avant l’ajustement, et lignes discontinues et points creux pour le modèle après. À gauche, les diagrammes  $K_s/J-K_s$  superposés, et les 6 lignes brisées reliant d’un intervalle de magnitude à l’autre les quantiles de même ordre. À droite, les histogrammes en  $J-K_s$ , toutes magnitudes confondues. Les deux nuages sont ici placés à 1 kpc et 4.5 kpc de l’observateur. Les valeurs de  $A_V$  de premier et second nuages sont respectivement de 5.75 et 2.19 mag avant l’ajustement, et de 5.27 et 4.12 mag après.

Plusieurs applications successives du programme d’ajustement, avec à chaque fois de nouvelles simulations standards ayant comme  $A_V$  initiaux les meilleures valeurs de l’ajustement précédent, ont été nécessaires pour obtenir de bons accords. De plus, pour quelques rares champs, une extinction diffuse a dû être ajoutée pour atteindre un accord convenable. Pour certaines fenêtres, enfin, je n’ai pas réussi à trouver un accord correct, ni en ajustant le  $A_V$  des nuages, ni en changeant leur position, ni en ajoutant une extinction diffuse. Ces quelques champs, situés pratiquement sur le plan Galactique, n’ont pas été retenus par la suite.

Les diagrammes  $K_s/J-K_s$  des données (4ème colonne) et des simulations standard (5ème colonne) de la figure 3.6 permettent de juger pour chaque fenêtre si l’estimation de l’extinction est correcte. Les densités et positions des nuages, ainsi que l’extinction diffuse sont explicitées dans la table 3.3.

TAB. 3.3 – Extinction diffuse et valeurs ajustées des  $A_V$  des nuages. Les extinctions sont en mag et les distances des nuages (entre crochets) en kiloparsecs.

nom	$A_{diff}$	nuage 1	nuage 2	nom	$A_{diff}$	nuage 1	nuage 2
1722A1	0.00	7.50 [1.0]	0.00 [4.5]	1746B3	0.00	4.91 [1.0]	3.91 [3.0]
1722A2	0.00	6.73 [1.0]	0.00 [4.5]	1746B4	0.50	2.91 [1.0]	2.90 [4.5]
1722C1	0.00	3.82 [1.0]	0.00 [4.5]	1749B1	0.05	2.30 [1.0]	2.55 [4.5]
1722C2	0.00	2.06 [1.0]	2.36 [4.5]	1749B2	0.00	6.55 [1.0]	2.30 [4.5]
1722C3	0.00	2.73 [1.0]	1.57 [4.5]	1749c3	0.00	2.88 [1.0]	0.00 [4.5]
1725A1	0.00	4.42 [1.0]	1.82 [4.5]	1751B1	0.00	2.82 [1.0]	1.45 [4.5]
1725A2	0.00	5.64 [1.0]	1.39 [4.5]	1751B2	0.00	4.30 [1.0]	0.18 [4.5]
1725A3	0.00	5.88 [1.0]	0.00 [4.5]	1751B4	0.60	1.00 [0.1]	1.00 [4.0]
1725C1	0.00	2.30 [1.0]	0.00 [4.5]	1751c3	0.00	1.73 [1.0]	0.67 [4.5]
1725C2	0.00	2.55 [1.0]	0.24 [4.5]	1751C1	0.00	2.52 [1.0]	0.18 [4.5]
1725C3	0.00	1.15 [1.0]	1.52 [4.5]	1751C2	0.08	1.58 [1.0]	0.97 [4.5]
1728B1	0.00	5.27 [1.0]	4.13 [4.5]	1751C3	0.10	2.61 [1.0]	0.36 [4.5]
1728B2	0.00	7.97 [1.0]	5.61 [4.5]	1754B1	0.00	4.67 [1.0]	0.18 [4.5]
1731a1	0.00	3.45 [1.0]	0.30 [4.5]	1754B2	0.00	3.64 [1.0]	2.97 [4.5]
1731A1	0.00	3.09 [1.0]	0.73 [4.5]	1754B3	0.00	6.58 [1.0]	3.90 [4.5]
1731A2	0.00	4.36 [1.0]	0.24 [4.5]	1754B4	0.40	4.00 [1.0]	1.52 [3.0]
1731B3	0.00	5.40 [1.0]	5.18 [4.5]	1754B5	0.50	2.00 [1.0]	0.24 [3.0]
1731D1	0.00	1.61 [1.0]	1.82 [4.5]	1754c1	0.00	1.58 [1.0]	0.36 [4.5]
1734B1	0.00	5.36 [1.0]	0.30 [4.5]	1754c2	0.00	1.64 [1.0]	0.48 [4.5]
1734B2	0.00	4.00 [1.0]	2.36 [4.5]	1754c3	0.00	2.18 [1.0]	0.18 [4.5]
1734B3	0.40	3.70 [1.0]	0.30 [4.5]	1754C1	0.00	2.12 [1.0]	0.00 [4.5]
1737A1	0.00	4.91 [1.0]	0.06 [4.5]	1754C2	0.00	2.00 [1.0]	0.36 [4.5]
1737A2	0.00	5.12 [1.0]	0.12 [4.5]	1754C3	0.00	2.09 [1.0]	0.73 [4.5]
1737A3	0.00	3.94 [1.0]	0.06 [4.5]	1757A1	0.00	3.30 [1.0]	0.06 [4.5]
1737B1	0.00	4.82 [1.0]	0.24 [4.5]	1757A2	0.00	3.06 [1.0]	0.06 [4.5]
1737B2	0.00	5.64 [1.0]	0.42 [4.5]	1757B1	0.00	2.78 [1.0]	2.12 [4.5]
1737B3	0.00	4.87 [1.0]	2.00 [4.5]	1757B2	0.00	4.27 [1.0]	1.21 [4.5]
1740a1	0.00	4.55 [1.0]	0.18 [4.5]	1757B3	0.00	4.48 [1.0]	2.52 [4.5]
1740a2	0.00	4.52 [1.0]	0.06 [4.5]	1757C1	0.00	1.51 [1.0]	0.36 [4.5]
1740a3	0.00	4.45 [1.0]	0.06 [4.5]	1757C2	0.00	2.18 [1.0]	0.00 [4.5]
1740A1	0.00	3.45 [1.0]	0.12 [4.5]	1800B1	0.00	6.03 [1.0]	0.30 [4.5]
1740A2	0.00	3.42 [1.0]	0.00 [4.5]	1800B2	0.00	5.42 [1.0]	0.91 [4.5]
1740A3	0.00	2.30 [1.0]	0.24 [4.5]	1800B3	0.00	7.12 [1.0]	0.42 [4.5]
1740B1	0.00	5.42 [1.0]	0.36 [4.5]	1800c1	0.00	1.36 [1.0]	0.36 [4.5]
1740B2	0.00	4.06 [1.0]	2.73 [4.5]	1800c2	0.00	1.54 [1.0]	0.06 [4.5]
1740B3	0.00	7.31 [1.0]	0.69 [4.5]	1800c3	0.00	1.82 [1.0]	0.18 [4.5]
1743A1	0.00	4.97 [1.0]	0.36 [4.5]	1800C1	0.00	1.70 [1.0]	0.18 [4.5]
1743A2	0.00	4.36 [1.0]	0.67 [4.5]	1800C2	0.00	1.97 [1.0]	0.24 [4.5]
1743A3	0.00	3.85 [1.0]	0.48 [4.5]	1802B1	0.00	3.49 [1.0]	0.00 [4.5]
1743B1	0.00	9.60 [1.0]	0.12 [4.5]	1802B2	0.00	4.22 [1.0]	0.42 [4.5]
1743B2	0.00	5.70 [1.0]	0.30 [4.5]	1802B3	0.00	3.03 [1.0]	2.73 [4.5]
1743B3	0.75	1.97 [1.0]	1.51 [2.5]	1802C1	0.00	1.61 [1.0]	0.24 [4.5]
1746A1	0.00	4.55 [1.0]	0.73 [4.5]	1802C2	0.00	2.30 [1.0]	0.24 [4.5]
1746A2	0.00	3.27 [1.0]	1.03 [4.5]	1802C3	0.00	2.52 [1.0]	0.06 [4.5]
1746A3	0.00	4.27 [1.0]	0.24 [4.5]	1802D1	0.00	1.36 [1.0]	0.24 [4.5]
1746B1	0.00	5.79 [1.0]	0.42 [4.5]	1802D2	0.00	1.39 [1.0]	0.09 [4.5]
1746B2	0.00	6.78 [1.0]	0.24 [4.5]	1802D3	0.00	1.30 [1.0]	0.06 [4.5]

À noter qu'une détermination plus rigoureuse de l'extinction - et moins dépendante du modèle de Besançon - aurait pu être entreprise grâce aux données CO (par exemple le sondage complet de la Voie Lactée de Dame et al. (2001)), pour les fenêtres où l'ajustement d'extinction est trop difficile à ajuster, comme le font par exemple Jiang et al. (2003) dans un champ ISOGAL du disque. Cependant, les fenêtres rejetées par manque d'estimation correcte de l'extinction sont parmi les plus absorbées, et les étoiles les peuplant sont à des magnitudes dérougies brillantes, donc à une distance assez proche, à la différence des étoiles observées dans les autres directions. Dès lors, prendre du temps à bien ajuster l'extinction pour récupérer ces fenêtres-là n'aurait pas forcément été opportun.

### 3.3.2 Coupures

Plusieurs coupures en magnitude et en couleur sont nécessaires pour permettre une bonne comparaison entre modèles et données. Outre une limite inférieure en  $K_s$  égale à 7.5 mag pour écarter le problème de saturation aux magnitudes brillantes, une coupure supérieure en  $K_s$  et une limite inférieure en  $J-K_s$ , variant selon le champ, ont été appliquées pour réduire la contamination des naines de premier plan, ainsi qu'une limitation supérieure en  $J$  due à la complétude.

#### Contamination des naines

Dans les grandes magnitudes et les faibles  $J-K_s$ , les naines de premier plan se mélangent aux géantes. Or il est préférable de réduire le plus possible le nombre de naines dans les comptages : d'un côté, plusieurs études (voir par exemple Moutou et al. 2003) ont permis de constater que le modèle de Besançon a tendance à mal reproduire la trace des naines, notamment pour les étoiles entre 1 et 2 masses solaires; de l'autre, ces naines de premier plan n'appartenant pas aux régions internes de la Galaxie, elles n'apportent rien pour l'ajustement des paramètres du bulbe externe et du disque mince. C'est pourquoi on doit imposer des coupures en  $J-K_s$  (limite inférieure) et  $K_s$  (limite supérieure) pour minimiser leur contamination dans les comptages des géantes. L'estimation champ par champ de ces limites a été effectuée à l'aide de diagrammes  $K/J-K_s$  simulés (après ajustement de l'extinction), le modèle de Besançon permettant de distinguer les naines des autres étoiles. Ces diagrammes simulés sont reproduits dans la dernière colonne de la figure 3.6, les étoiles en rouge correspondant aux naines.

## Complétude

Comme il l'a été dit dans la partie 3.1.2, si les limites de sensibilité de DENIS sont respectivement de 16.5 et 14 mag pour J et  $K_s$ , les limites de complétude sont nettement inférieures dans la région du bulbe. Ces limites dépendent du champ et s'estiment donc fenêtre par fenêtre à partir des histogrammes en magnitude apparente, la valeur estimée de la limite correspondant à la magnitude centrale du pénultième intervalle précédant la diminution des comptages. Les histogrammes en  $K_s$  (noir) et J (vert) sont représentés dans la troisième colonne de la figure 3.6, à la fin du chapitre.

Les limites supérieures en J (dues à la complétude), en J- $K_s$  (liées à la contamination des naines) et en  $K_s$  (tenant compte autant de la complétude que de la contamination des naines) sont données dans le tableau 3.4. Les valeurs moyennes sur toutes les fenêtres des limites en  $K_s$ , J et J- $K_s$  sont respectivement de 12.0, 13.6 et 1.14 mag. Ces limites supérieures en J et  $K_s$  étant basses, un biais peut apparaître dans les champs les plus éteints en faveur des étoiles proches.

### 3.3.3 Intervalles de comptage et regroupements

L'ajustement des modèles sur les observations s'est basé sur des comptages d'étoiles en magnitude  $K_s$  et couleur J- $K_s$ .

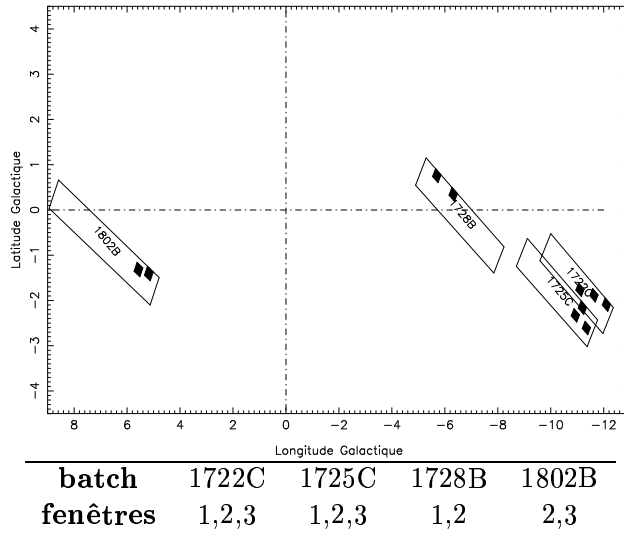
C'est à partir des données que s'est effectué le choix de la partition : pour chaque fenêtre, une fois la sélection en J,  $K_s$  et J- $K_s$  faite, les étoiles observées ont été réparties en 8 intervalles de magnitude  $K_s$  d'égale population, et chaque tranche de magnitude s'est scindée en 2 intervalles de couleur J- $K_s$  de même effectif. Les étoiles dont la magnitude ou la couleur égalent exactement la valeur d'une limite se sont distribuées équitablement de part et d'autre de la coupure.

Les limites des tranches de magnitude  $K_s$  varient donc selon le champ, et celles entre deux intervalles de couleur J- $K_s$  dépendent de la fenêtre et de la tranche de magnitude qu'ils partitionnent. Ce découpage permet de coller au mieux aux particularités d'un champ (densité, dispersion en couleur ...), et attribue à chaque intervalle de magnitude-couleur un même poids dans les comptages que les autres intervalles d'une même fenêtre.

TAB. 3.4 – Coupures (en mag) en  $K_s$ , J (limites supérieures) et J- $K_s$  (limite inférieure). La limite inférieure en  $K_s$  est égale à 7.5 mag pour toutes les fenêtres. Voir 3.3.2.

nom	$K_{sup}$	$J_{sup}$	J- $K_{inf}$	nom	$K_{sup}$	$J_{sup}$	J- $K_{inf}$
1722A1	12.5	14.4	1.4	1746B3	11.9	14.5	1.4
1722A2	12.5	14.2	1.4	1746B4	11.8	15.0	1.0
1722C1	12.2	13.8	1.2	1749B1	11.8	13.6	1.0
1722C2	12.2	13.8	1.2	1749B2	11.7	14.2	1.6
1722C3	12.2	13.5	1.1	1749c3	11.8	13.2	1.0
1725A1	12.5	14.2	1.3	1751B1	12.2	13.2	1.2
1725A2	12.5	14.2	1.3	1751B2	12.0	13.5	1.2
1725A3	12.5	14.2	1.3	1751B4	12.2	14.0	1.2
1725C1	11.8	13.0	0.9	1751c3	11.8	13.0	1.2
1725C2	11.8	13.1	0.9	1751C1	11.7	13.0	0.8
1725C3	11.8	13.0	0.8	1751C2	11.7	13.0	0.8
1728B1	12.1	14.4	1.6	1751C3	11.7	13.0	0.8
1728B2	12.1	13.8	1.6	1754B1	11.5	13.5	1.2
1731a1	12.0	13.4	0.8	1754B2	11.8	13.5	1.2
1731A1	12.2	13.2	1.0	1754B3	12.0	14.3	1.3
1731A2	12.0	13.8	1.1	1754B4	11.8	14.0	1.4
1731B3	12.0	14.8	1.4	1754B5	11.8	13.2	1.2
1731D1	11.8	13.4	1.2	1754c1	11.8	13.0	0.8
1734B1	12.2	13.7	1.2	1754c2	11.8	13.0	1.0
1734B2	12.0	13.8	1.2	1754c3	11.8	13.0	1.0
1734B3	12.4	14.0	1.4	1754C1	11.8	13.0	0.8
1737A1	12.2	13.7	1.3	1754C2	11.8	13.0	0.8
1737A2	12.0	13.8	1.2	1754C3	11.8	13.0	0.8
1737A3	12.5	13.3	1.2	1757A1	12.0	13.8	1.0
1737B1	12.1	13.8	1.2	1757A2	12.0	13.8	1.0
1737B2	12.2	14.0	1.3	1757B1	12.0	14.0	1.0
1737B3	12.2	14.0	1.4	1757B2	12.0	14.0	1.2
1740a1	12.0	13.8	1.2	1757B3	12.0	14.0	1.2
1740a2	12.2	13.8	1.2	1757C1	12.0	13.0	0.9
1740a3	12.2	13.8	1.2	1757C2	12.0	13.0	0.9
1740A1	12.0	13.8	1.1	1800B1	12.2	13.8	1.4
1740A2	12.2	13.8	1.1	1800B2	12.2	13.8	1.4
1740A3	12.2	13.8	0.9	1800B3	12.0	13.8	1.4
1740B1	11.8	13.8	1.3	1800c1	11.8	13.5	0.8
1740B2	12.0	13.8	1.5	1800c2	11.8	13.2	0.8
1740B3	12.0	13.8	1.7	1800c3	11.8	13.2	1.0
1743A1	11.8	13.5	1.3	1800C1	11.8	13.0	0.8
1743A2	11.8	13.2	1.2	1800C2	11.8	13.2	0.8
1743A3	11.8	13.2	1.2	1802B1	12.0	13.2	1.0
1743B1	12.2	14.4	1.6	1802B2	11.8	13.5	1.0
1743B2	12.0	13.8	1.4	1802B3	12.0	13.5	1.0
1743B3	11.8	14.7	1.6	1802C1	12.0	13.0	1.0
1746A1	11.8	13.5	1.4	1802C2	12.0	13.4	1.0
1746A2	11.7	13.3	1.2	1802C3	12.0	13.4	0.8
1746A3	12.0	13.3	1.2	1802D1	12.0	13.0	1.0
1746B1	11.9	14.0	1.1	1802D2	12.0	13.0	1.0
1746B2	11.9	14.0	1.4	1802D3	12.0	13.2	0.8

FIG. 3.5 – Fenêtres regroupées.

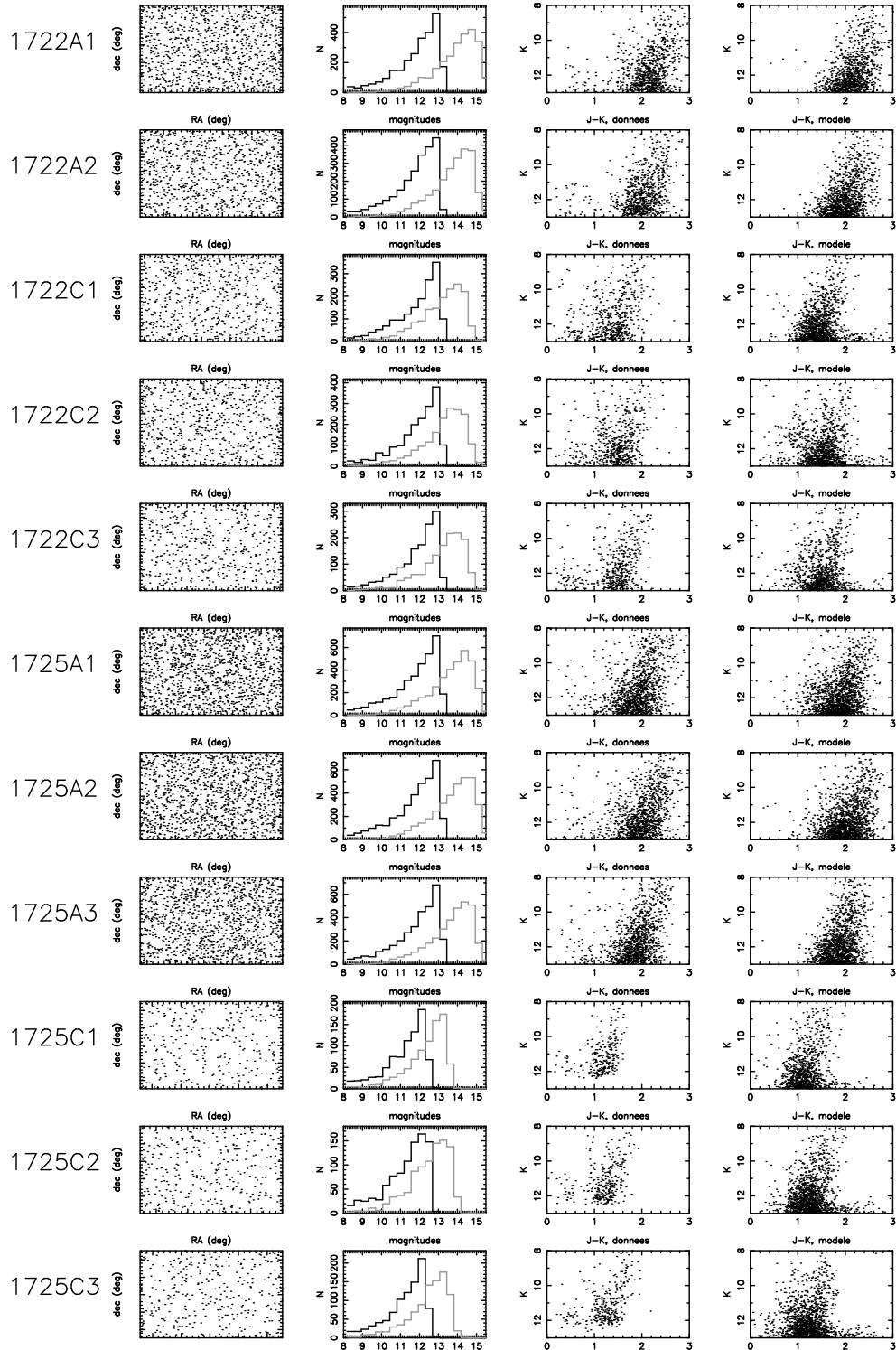


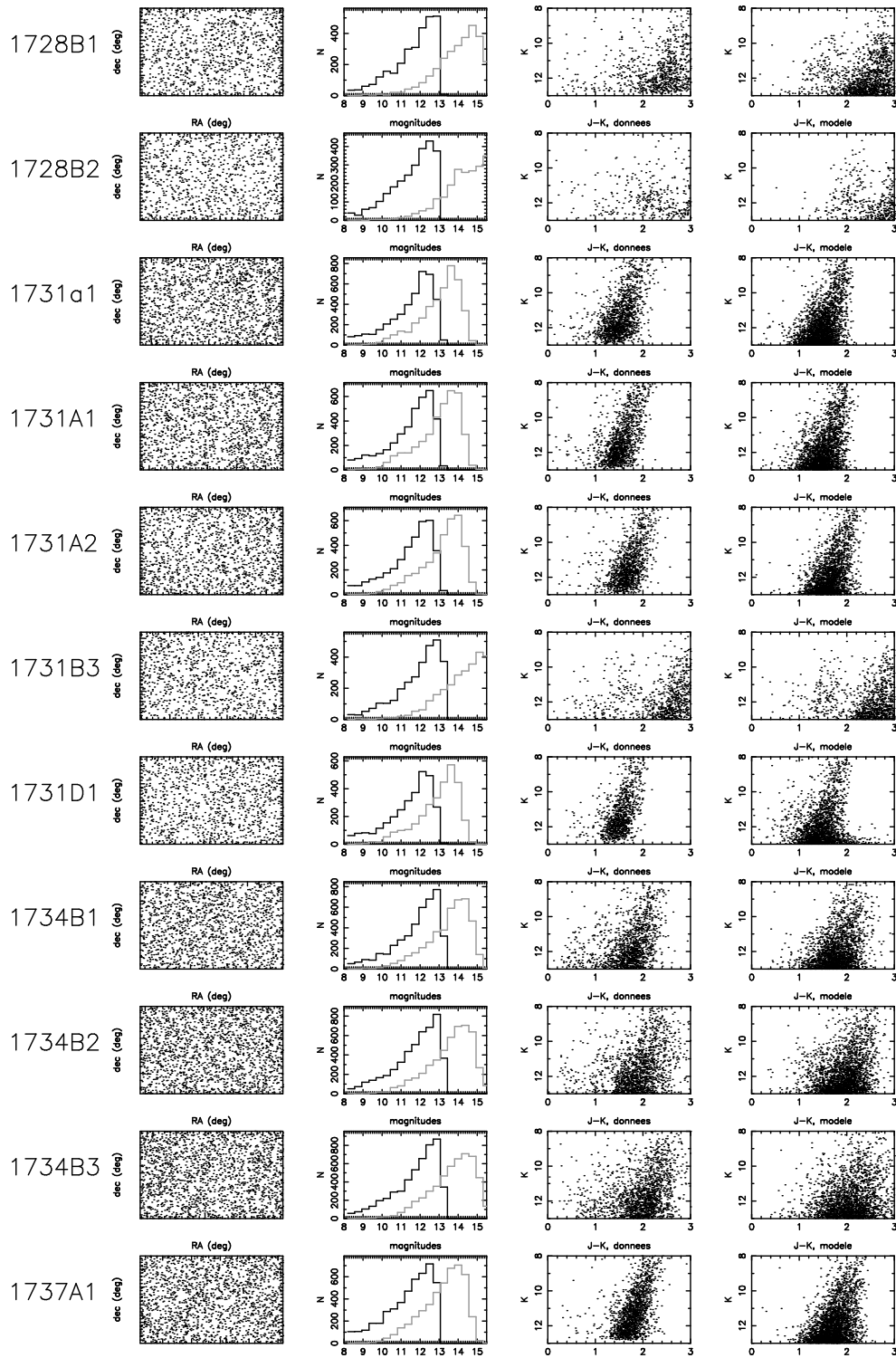
Toutefois, la densité d'étoiles observées variant d'un champ à l'autre, l'effectif d'un intervalle de magnitude-couleur fluctue selon les directions et certaines fenêtres comptent relativement peu d'étoiles. Or j'ai remarqué que, lorsque certains champs souffrent d'un faible effectif par tranche de magnitude-couleur, leur contribution dans la valeur de la vraisemblance (utilisée dans le programme d'ajustement pour débusquer les meilleurs paramètres, voir la section 5.3) gonfle de façon disproportionnée à cause d'un rapport signal sur bruit plus bas, si bien qu'un nombre restreint de champs sous-peuplés peut participer à un pourcentage non négligeable de la valeur globale de vraisemblance, ce qui peut biaiser l'ajustement. C'est pourquoi il a fallu regrouper certaines fenêtres par deux ou trois dans le calcul des comptages, pour dépasser dans tous les intervalles de magnitude couleur un effectif seuil fixé à 70 étoiles. Les champs d'un même groupe proviennent toujours du même batch et se situent toujours proches l'un de l'autre.

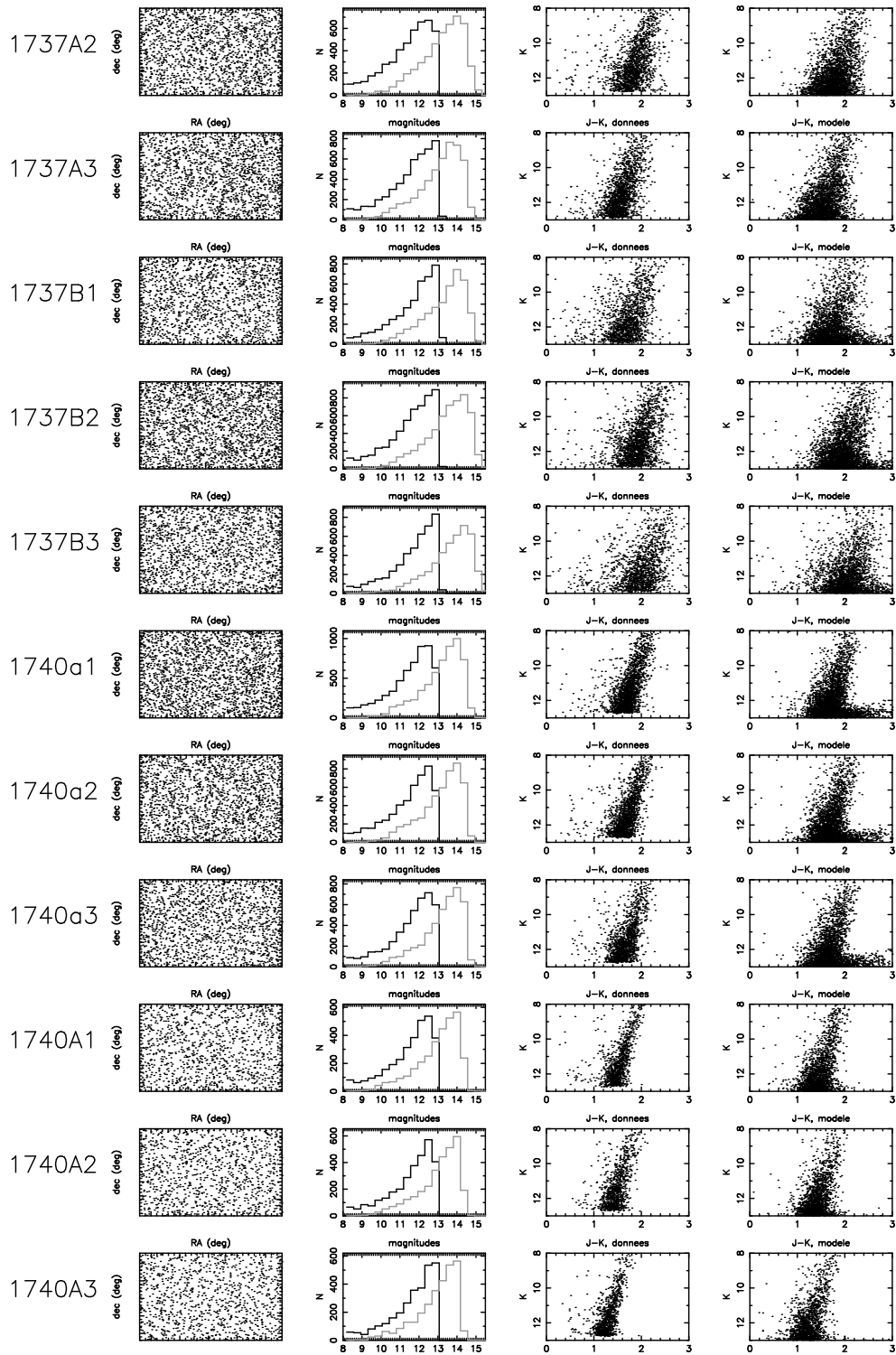
Ainsi, comme le montrent la carte 3.5, 2 triplets et 2 paires se sont formés, ce qui ramène le nombre total de groupes ou fenêtres solitaires à 88.

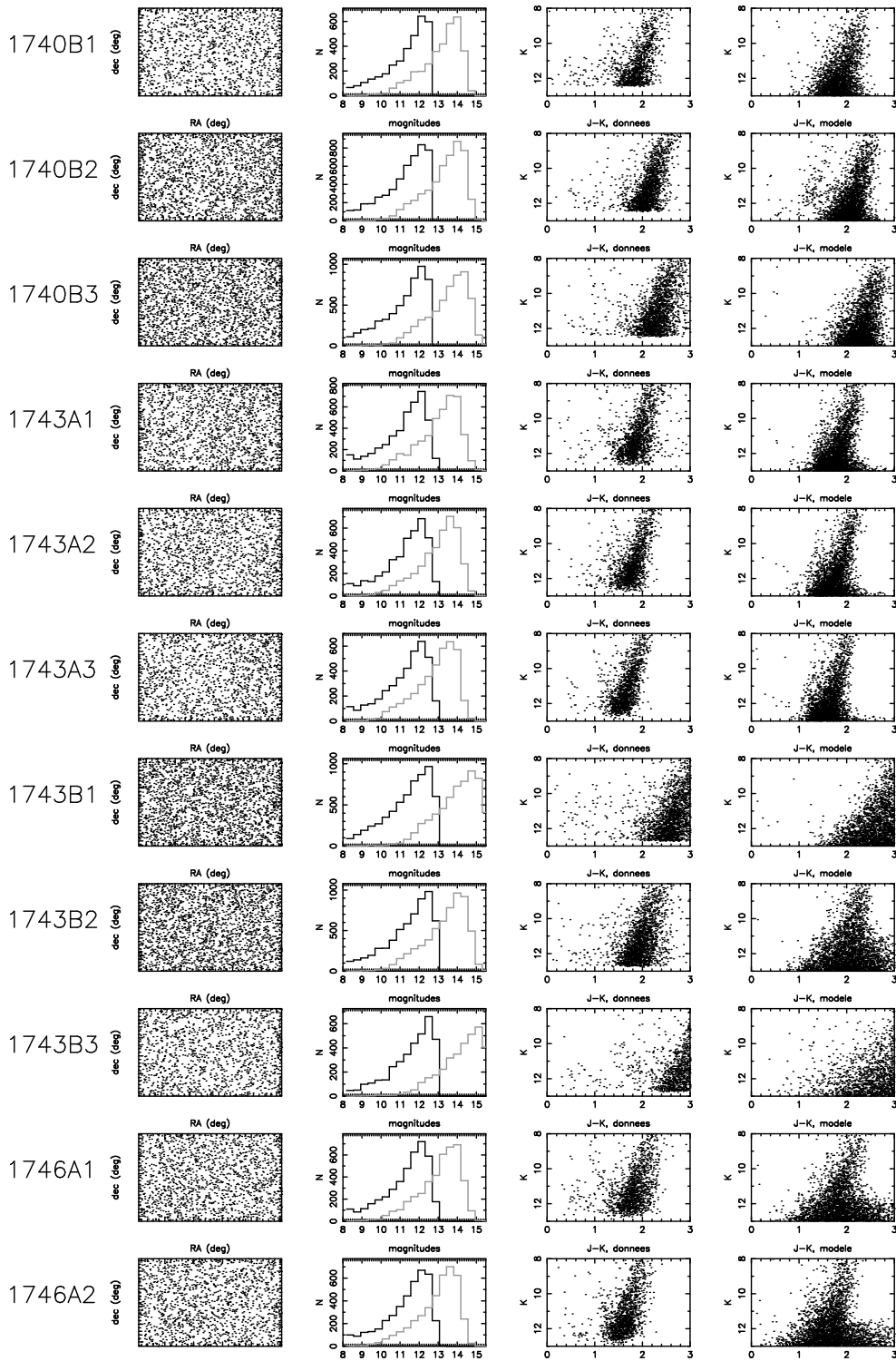


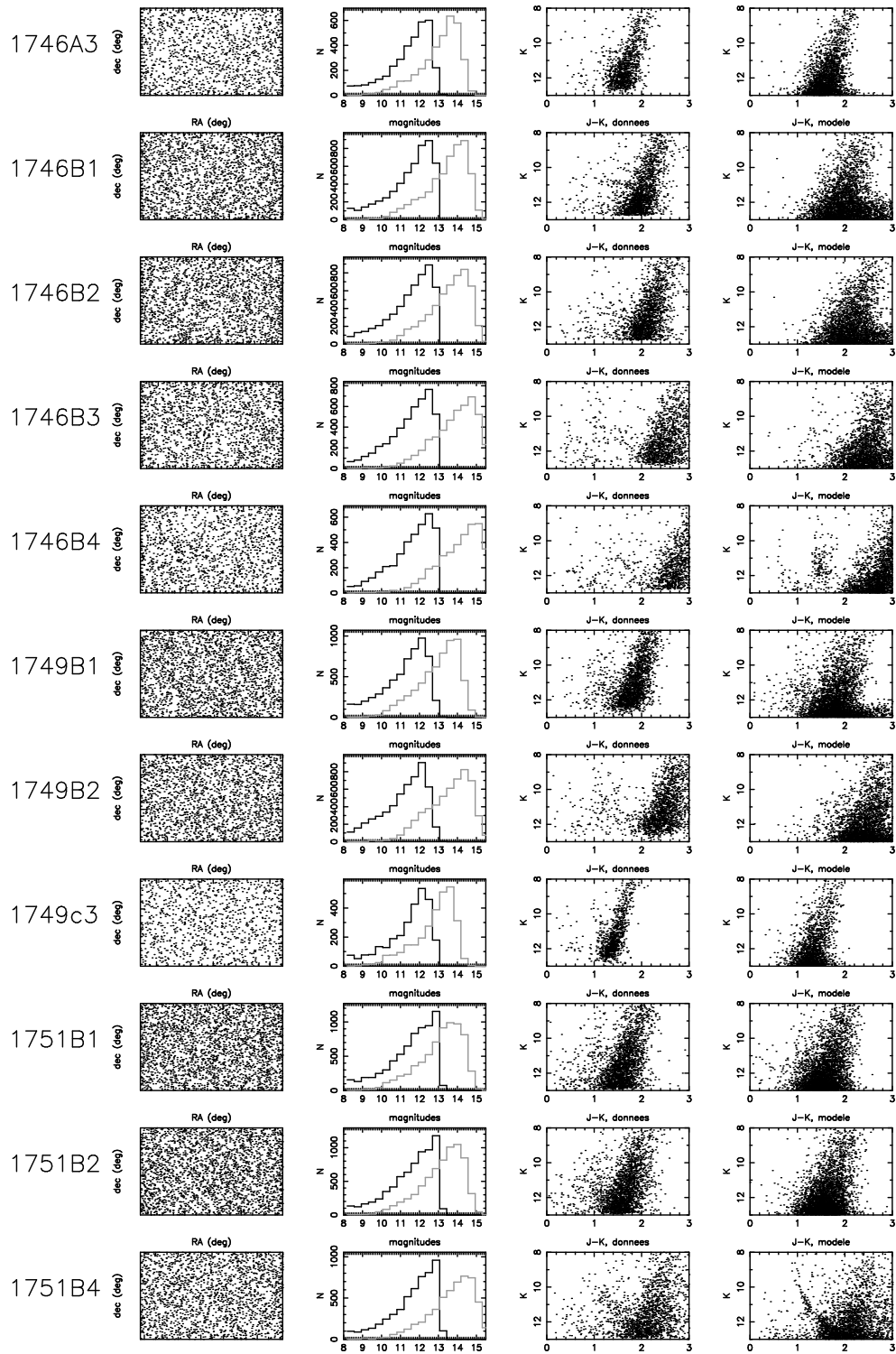
FIG. 3.6 – Diagrammes en  $(\alpha, \delta)$ , histogrammes en magnitude apparente, et diagrammes  $K_s/J-K_s$ . Pour les histogrammes (en noir pour  $K_s$ , en gris pour  $J$ ), les comptages ont été faits par tranches de 0.375 mag, et quelque soit l’histogramme, les sources comptabilisées possèdent des données dans les deux bandes. Pour les diagrammes magnitude - couleur : à gauche les données, à droite les simulations standards, avec les naines en gris.

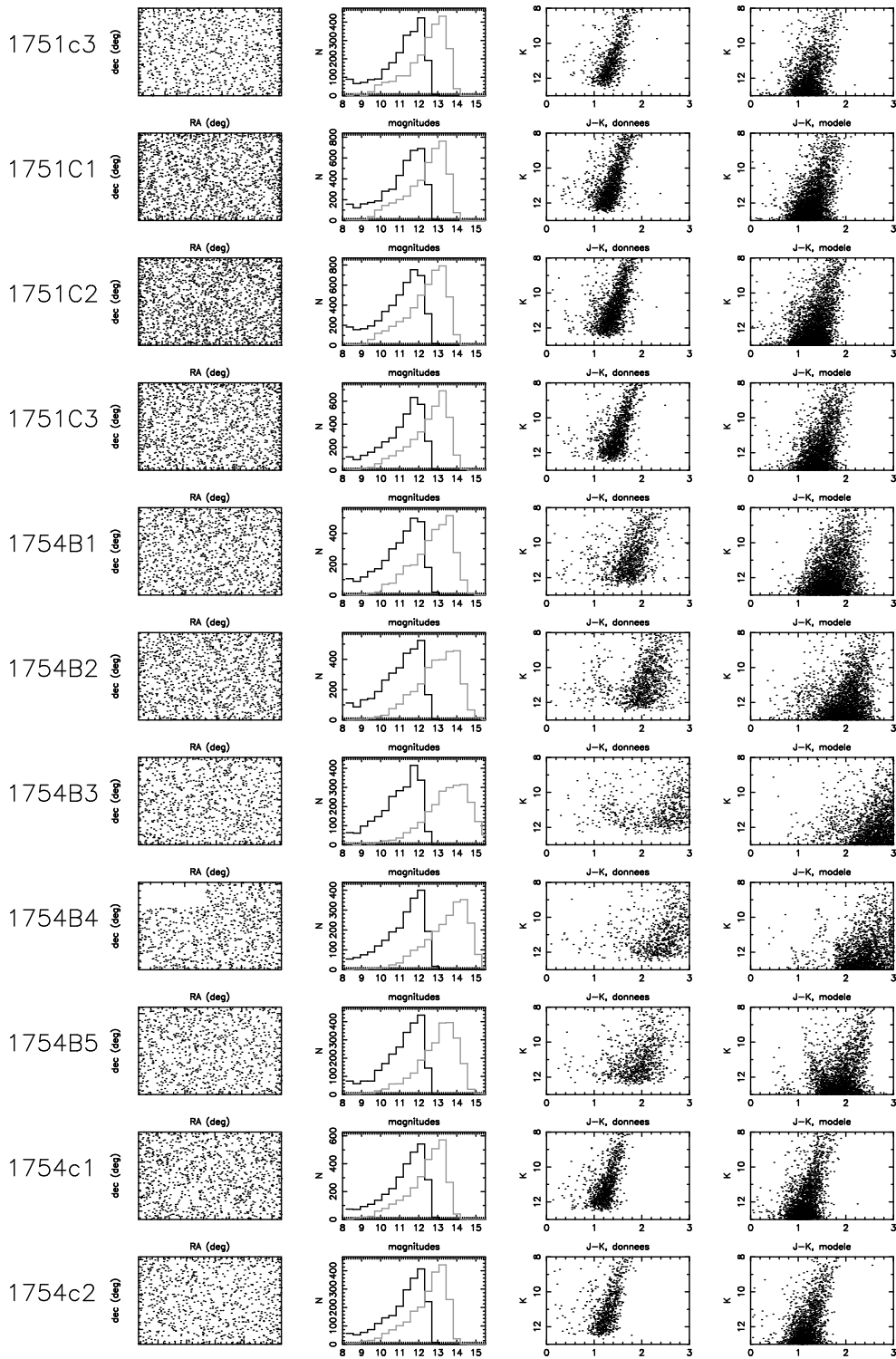


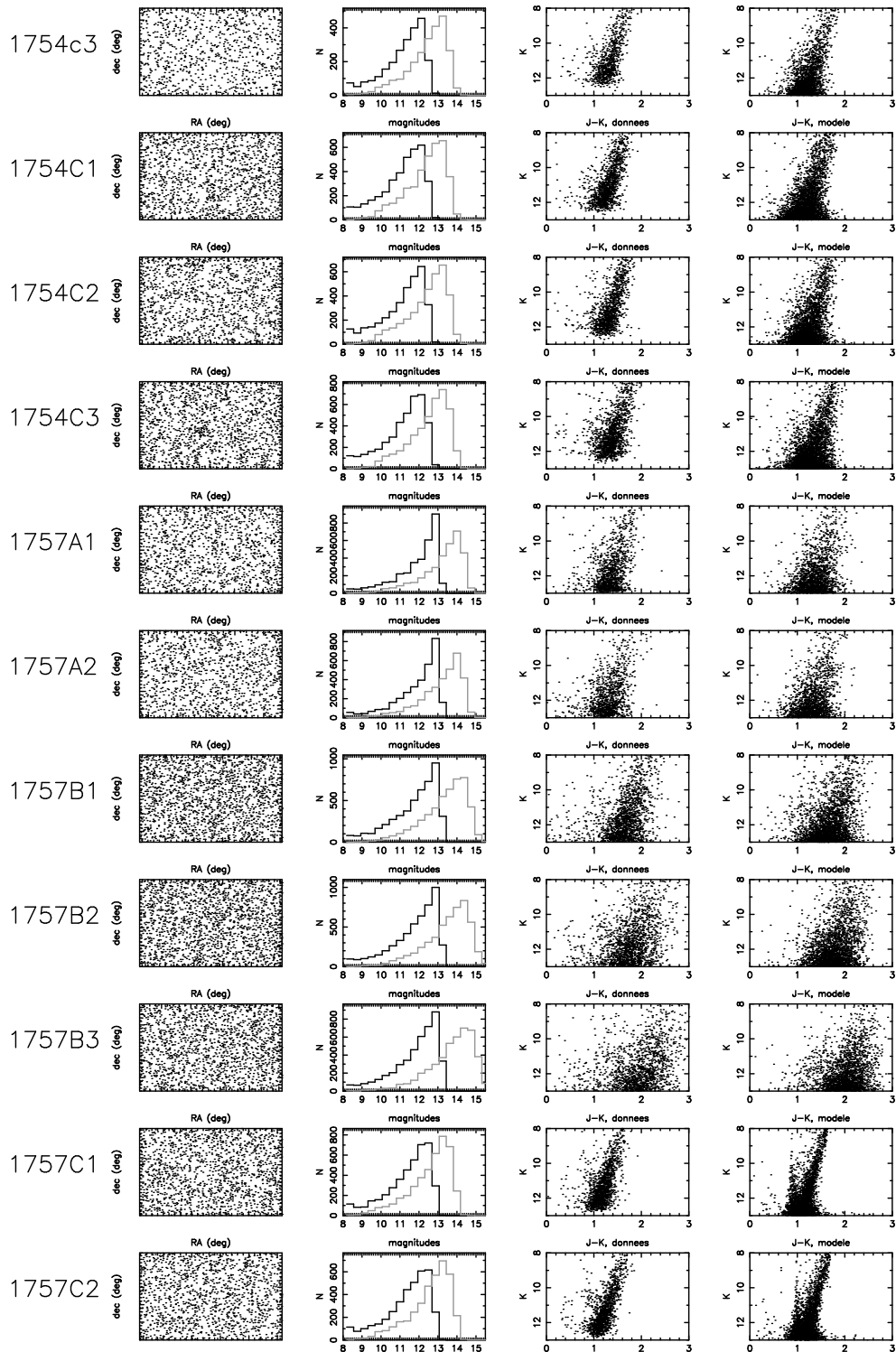


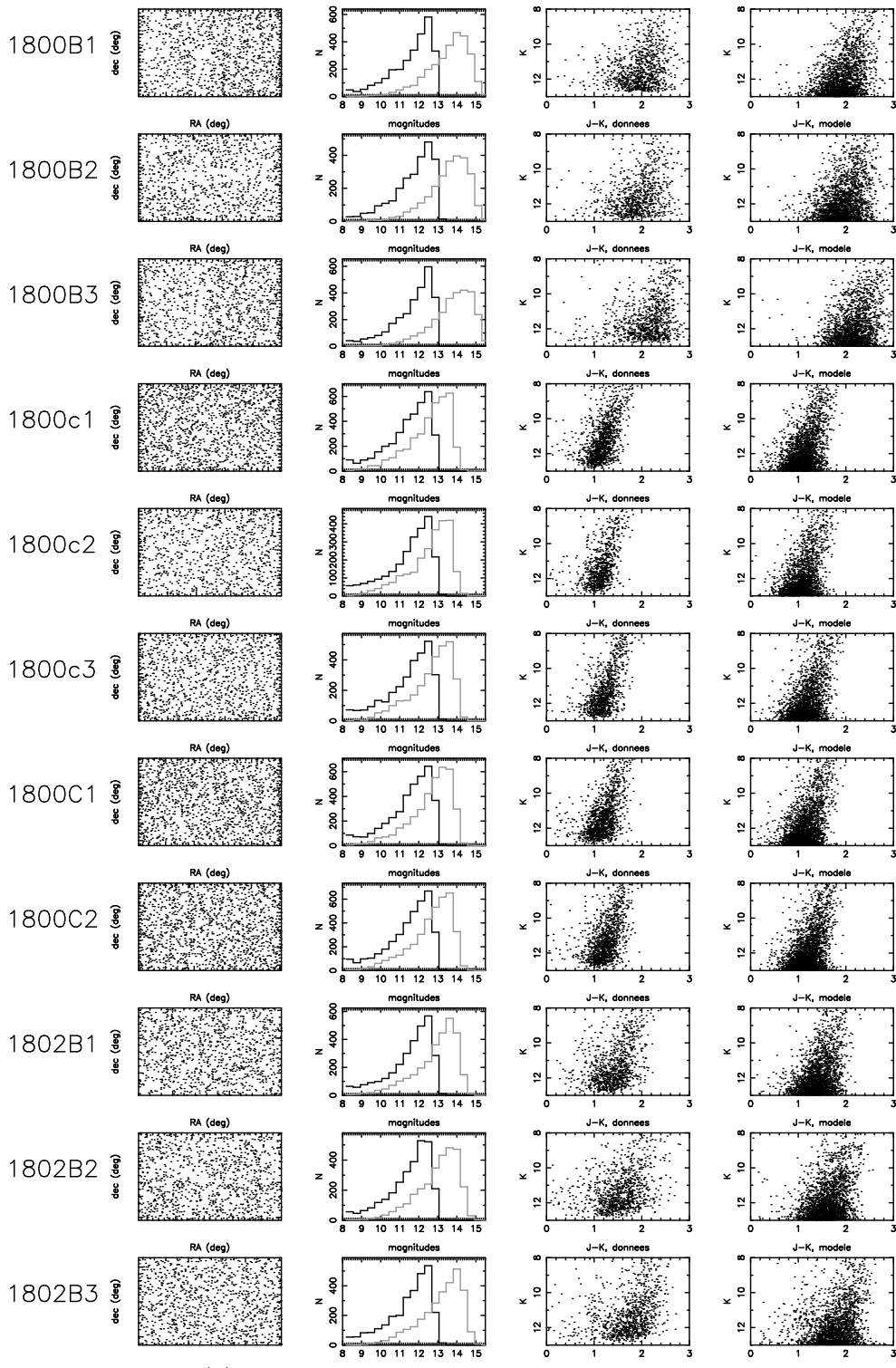




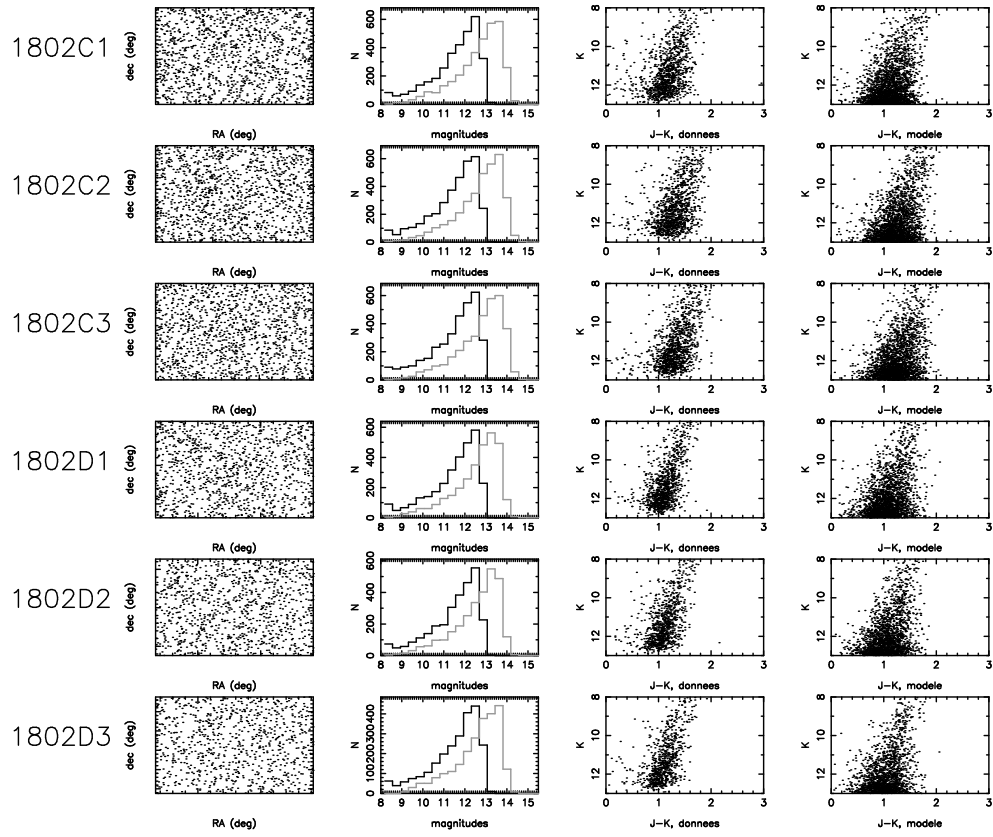












# Chapitre 4

## Modèles et paramètres du disque et du bulbe

Ce chapitre est consacré à la présentation et la discussion des modèles testés de disque mince (section 4.1) et de bulbe externe (partie 4.2) pris en compte dans les ajustements, à l'énumération des paramètres de densité à ajuster, et à la description des fonctions de luminosité utilisées.

### 4.1 Le disque mince

Le modèle de disque mince est déjà présenté dans la section 2.3.2. Rappelons juste que seuls sont ajustés les paramètres influant sur la densité interne du disque vieux, et qu'il s'agit (1) de l'échelle de longueur de disque, notée  $R_d$ , et (2) de l'échelle de longueur de son trou central  $R_h$ . À noter que la normalisation de la densité elle aussi dépend de  $R_d$  et  $R_h$ , car on oblige la densité du disque à la position du Soleil à être égale aux valeurs empiriques obtenues par ailleurs.

La figure 4.1 présente plusieurs profils de densité du disque vieux en fonction des coordonnées cylindriques  $R$  et  $Z$  pour différentes valeurs de  $R_d$  et  $R_h$ .

#### 4.1.1 L'échelle de longueur du disque $R_d$

Ces dernières années, beaucoup d'estimations de l'échelle de longueur ont été effectuées, en variant les méthodes, les régions observées et le type de données utilisées. Voici, à titre d'exemple, quelques récents travaux :

- Ruphy et al. (1996) et Ojha (2001), s'appuyant sur des simulations de Besançon et des grands relevés en infrarouge proche (les premiers avec

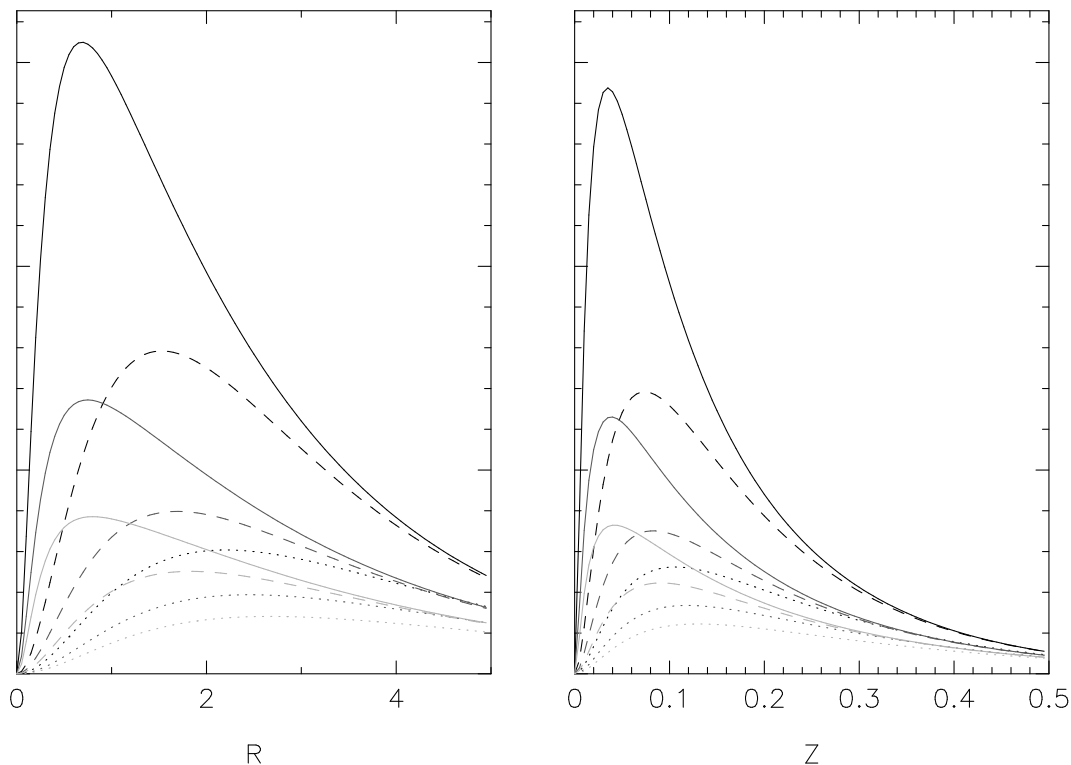


FIG. 4.1 – Profils de densité du disque vieux. À gauche : la variation radiale sur le plan galactique; à droite : la distribution le long de l'axe vertical. Les courbes en noir, gris foncé et gris clair ont été construites avec  $R_d$  valant respectivement 2, 2.5 et 3 kpc. Les courbes continue, discontinue et en points ont été obtenues avec des valeurs de  $R_h$  égales à 0.2, 0.8 et 1.6 kpc. Les valeurs de  $R$  et  $Z$  sont notées en kpc.

DENIS, le second avec 2MASS) sur des champs à l'antcentre, ont estimé des échelles de longueur égales à  $2.3 \pm 0.1$  kpc et  $2.8 \pm 0.3$  kpc respectivement. Construisant un autre modèle de la Galaxie, Ortiz & Lépine (1993) ont estimé  $R_d = 2.6 \pm 0.5$  kpc.

- À partir des données 2MASS, López-Corredoira et al. (2002) ont déterminé le profil de densité du disque par deux méthodes différentes, la première en inversant les comptages de géantes rouges extraites de diagrammes magnitude-couleur de quelques champs de l'antcentre, la deuxième en ajustant les paramètres d'une double exponentielle sur 820 champs aux latitudes  $|b| = 0^\circ, 3^\circ, 6^\circ$  et  $9^\circ$ , et aux longitudes  $|l| > 45^\circ$ . Ils obtiennent un rapport  $\frac{R_d}{R_\odot} = 0.42$ , ce qui donne  $R_d = 3.32$  kpc, avec  $R_\odot = 7.9$  kpc, valeur utilisée dans leur modèle.
- Bienaymé (1999) analysa la cinématique des étoiles du voisinage solaire ob-

servées par Hipparcos et obtint  $1.8 \pm 0.2$  kpc. Dehnen & Binney (1998) et Feast (2000) ont étudié le même type de données et évalué  $\frac{R_\odot}{R_d}$  à 3.4 et  $2.55 \pm 0.43$  respectivement, ce qui équivaut, en prenant  $R_\odot = 8.5$  kpc (comme dans le modèle de Besançon), à des échelles de longueur de 2.5 kpc et  $3.3 \pm 0.6$  kpc.

- Comme c'est le cas pour la présente étude, Nikolaev & Weinberg (1997), Freudenreich (1996,1998), Lépine & Leroy (2000) et Cole & Weinberg (2002) ont ajusté, dans les régions internes de la Voie Lactée, les paramètres de densité du disque en même temps que ceux d'autres composantes (bulbe, barre, bras spiraux ...), les premiers à partir d'un échantillon d'étoiles IRAS, les deux suivants sur des luminosités intégrées COBE/DIRBE, et les derniers avec 2MASS. Leurs estimations respectives de  $R_d$  sont  $4.0 \pm 0.55$  kpc, 2.6 kpc, 2.3 kpc et  $3.5 \pm 0.15$  kpc.

Tous ces résultats sont résumés dans la table 4.1, et classés par ordre croissant des  $R_d$  trouvés. Les valeurs minimales, maximales (à 1 sigma) et médianes sont respectivement 1.6, 4.5 et 2.6 kpc.

Référence	$R_d$	observations
Bienaymé (1999)	$1.8 \pm 0.2$ kpc	cinématique Hipparcos
Ruphy et al. (1996)	$2.3 \pm 0.1$ kpc	DENIS
Lépine & Leroy (2000)	2.3 kpc	COBE/DIRBE
Dehnen & Binney (1998)	2.5 kpc	cinématique HI et CO
Freudenreich (1998)	2.6 kpc	COBE/DIRBE
Ortiz & Lépine	$2.6 \pm 0.5$ kpc	photométrie en $K_s$
Ojha (2001)	$2.8 \pm 0.3$ kpc	2MASS
Feast (2000)	$3.3 \pm 0.6$ kpc	cinématique Hipparcos
López-Corredoira et al. (2002)	3.32 kpc	2MASS
Cole & Weinberg (2002)	3.5 kpc	2MASS
Nikolaev & Weinberg (1997)	$4.0 \pm 0.55$ kpc	IRAS

TAB. 4.1 – Estimations récentes de l'échelle de longueur du disque.

Dans le programme d'ajustement, les valeurs de  $R_d$  testées le sont entre 2.2 et 3 kpc. Ce confinement peut sembler strict par rapport aux estimations énoncées dans 4.1, mais il faut savoir que de toute façon ce paramètre s'ajustera mal, qu'une dégénérescence avec l'échelle de longueur du trou  $R_h$  est possible, et que ce paramètre n'est pas celui qui nous intéresse le plus dans cette étude, avant tout consacrée au bulbe externe. Prendre un éventail

de valeurs possibles trop élargi n'aurait rien apporté, mais aurait par contre compliqué les ajustements.

### 4.1.2 L'échelle de longueur du trou central $R_h$

Contrairement à l'échelle de longueur du disque, il existe peu d'estimations de la taille du trou. Premièrement parce qu'une telle étude concerne les régions internes de la Voie Lactée, là où le disque cohabite avec le bulbe, et que les problèmes d'extinction sont importants alors que la détermination de l'échelle de longueur du disque peut se faire dans des champs aux longitudes intermédiaires ( $|l| > 30^\circ$ ) et l'anticentre. Et deuxièmement parce que l'existence même du trou n'est pas acceptée par tout le monde, comme on l'a vu dans l'introduction de cette première partie.

Dans le programme d'ajustement, les valeurs de  $R_h$  testées sont entre 0 et 1.9 kpc.

## 4.2 Le bulbe externe

9 paramètres de densité du bulbe externe sont concernés par les ajustements : 2 angles d'orientation  $\phi$  et  $\beta$ , 3 échelles de longueur  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$ , 2 coefficients de forme  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$ , le rayon de coupure  $R_c$  et la densité au centre  $\rho_0$ . Ces paramètres ont été ajustés en utilisant 3 profils de densité différents. L'orientation et les profils de densité du bulbe sont présentés respectivement dans les sous-sections 4.2.1 et 4.2.2.

Mais les comptages dépendent également de la fonction de luminosité (FL) choisie, et l'on se doit d'en tenir compte, d'autant que la FL du bulbe est fortement liée à l'âge de la population, élément mal connu. C'est pourquoi 5 différentes FL ont été testées, pour 3 âges donnés. Ceci est expliqué en 4.2.3.

Enfin, je termine par quelques lignes sur la cinématique.

### 4.2.1 Orientation

Qui dit bulbe triaxial dit 3 angles à déterminer pour définir complètement l'orientation du repère du bulbe. Cependant, seulement deux angles sont pris en compte ici, l'angle  $\phi$ , qui donne l'orientation du bulbe externe sur le plan galactique, et  $\beta$ , qui donne l'inclinaison de l'axe principal du bulbe par rapport au plan galactique. Le troisième angle,  $\gamma$ , opère une rotation autour de l'axe principal du bulbe et détermine la position des axes mineurs. Mais, étant donné que les échelles de longueurs le long des axes mineurs ( $y_0, z_0$ )

sont du même ordre de grandeur, l'angle  $\gamma$  est difficile à contraindre, et n'a pas une grande influence sur les comptages. De plus, en tenir compte dans les ajustements engendre des dégénérescences dans le triplet  $(\gamma, y_0, z_0)$ . C'est pourquoi j'ai préféré éviter des complications inutiles, et fixer  $\gamma=0^\circ$ .

Les schémas 4.2 explicitent le rôle des angles  $\phi$  et  $\beta$  dans l'orientation du bulbe externe. Par définition,  $\phi$  est donc l'angle que fait la projection de l'axe principal du bulbe sur le plan galactique avec l'axe des Y ( $l=0^\circ, b=0^\circ$ ), et  $\beta$  l'angle entre l'axe du bulbe et sa projection dans le plan.  $\beta$  donne donc l'angle entre le plan galactique et celui du bulbe. La valeur de  $\beta$  étant petite, l'angle  $\phi$  donne quasiment l'orientation de l'axe principal du bulbe sur le plan galactique.

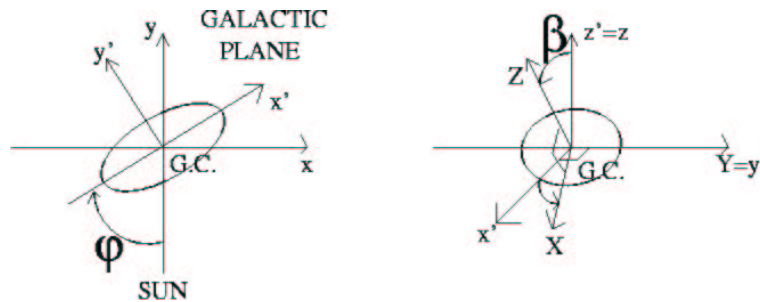


FIG. 4.2 – Du repère de la Galaxie  $(x, y, z)$  à celui du bulbe externe  $(X, Y, Z)$ . À gauche, la rotation autour de l'axe vertical des  $z$  définie par  $\phi$ . À droite, la rotation autour de l'axe des  $Y$  définie par  $\beta$ .

### L'angle $\beta$

Comme il l'a été dit dans la sous-section précédente, toutes les études convergent pour affirmer que l'axe principal du bulbe est très peu incliné par rapport au plan galactique. Quand les auteurs ne fixent pas  $\beta=0^\circ$  et le considèrent comme un paramètre libre, ils obtiennent des petites valeurs : ainsi, Dwek et al. (1995) estiment  $\beta$  à environ  $0^\circ$  d'après les ajustements à  $2.2 \mu\text{m}$  et environ  $2^\circ$  à  $4.9 \mu\text{m}$ , Stanek et al. (1997) déduisent  $|\beta| < 1^\circ$ , tandis que Freudreich (1998) l'estime à  $\approx 0^\circ$  et Feast & Whitelock (2000) trouvent  $|\beta| < 4^\circ$ .

Cette étude ne va pas déroger à la règle, et les variations minimales de  $\beta$  dans les ajustements ont un impact limité sur les comptages.  $\beta$  n'est donc pas un paramètre très important, et le seul véritable angle qui joue sur les comptages et fait débat est  $\phi$ . Dans les ajustements, les valeurs de  $\beta$  varient

au départ entre  $-10^\circ$  et  $+10^\circ$ , mais les limites ne sont pas strictes et peuvent être dépassées suivant la façon dont se déroule l'ajustement.

**L'angle  $\phi$** 

Au contraire de  $\gamma$ , mal contraint et peu influent, et  $\beta$ , proche de  $0^\circ$ , l'angle  $\phi$  joue une part prépondérante dans les comptages, et les travaux ne convergent pas tous vers une même valeur. Le tableau 4.2 répertorie (liste non exhaustive) différentes estimations de cet angle. Les valeurs minimale, maximale (à 1 sigma) et médiane sont respectivement  $6^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $19^\circ$ .

À noter que certains travaux (non mentionnés ici, ils le seront dans la seconde partie, section 10.2) font part d'un angle environnant les  $45^\circ$ , et une longueur de barre plus grande. Comme je l'ai écrit dans l'Introduction générale, il est fort probable qu'il ne s'agisse pas de la même structure.

TAB. 4.2 – Estimations d'angles d'orientation du bulbe externe par rapport à la direction du Soleil.

Référence	$\phi$	observations
López-Corredoira et al. (2000)	$12^\circ \pm 6^\circ$	TMGS (J,H,K <sub>s</sub> )
Freudenreich (1998)	$14^\circ$	COBE/DIRBE
Lépine & Leroy (2000)	$14^\circ$	COBE/DIRBE
Binney et al. (1991)	$16^\circ \pm 2^\circ$	cinématique du gaz
Feast & Whitelock (2000)	$17^\circ$	cinématique de Miras
Bissantz & Gerhard (2002)	$15^\circ - 20^\circ$	COBE/DIRBE
Zhao & Mao (1996)	$< 20^\circ$	microlentilles
Nikolaev & Weinberg. (1997)	$19^\circ \pm 1^\circ, 24^\circ \pm 2^\circ$	IRAS
Shane (1971)	$20^\circ$	cinématique du gaz
Bissantz et al (2003)	$20^\circ$	cinématique du gaz
Dwek et al. (1995)	$20^\circ \pm 10^\circ$	COBE/DIRBE
Binney et al. (1997)	$15^\circ - 35^\circ, \approx 20^\circ$	COBE/DIRBE
Deguchi et al. (2002)	$22^\circ \pm 8^\circ$	comptages IRAS
Stanek et al. (1997)	$14^\circ - 34^\circ, \approx 24^\circ$	comptages OGLE II
Ibata & Gilmore (1995)	$27^\circ \pm 4^\circ$	géantes K et M
Cole & Weinberg (2002)	$31^\circ \pm 8^\circ$	2MASS
Weiner & Sellwood (1999)	$35^\circ \pm 5^\circ$	HI et CO

Toutes les études s'accordant pour placer l'extrémité proche de la barre dans le premier quadrant, les valeurs testées de  $\phi$  seront tirées entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .



### 4.2.2 Lois de densité

Dans cette partie, les coordonnées dans le référentiel du bulbe se notent  $X$  (axe principal),  $Y$  et  $Z$ , et les échelles de longueur associées  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$ . Les distances sont exprimées en kpc.

#### Modèles trouvés dans la littérature

Dwek et al. (1995) ont ajusté sur les luminosités intégrées de COBE/DIRBE différents profils de densité, regroupés en 3 formes : exponentielles, gaussiennes, et lois de puissances, les fonctions d'une même forme différant notamment par le choix du rayon réduit utilisé. Par exemple, les deux profils permettant les meilleurs accords se nomment  $E_1$  et  $G_2$  :

- $E_1$  est de forme exponentielle, en  $e^{-R_d}$ , avec le rayon réduit de type *diamant*  $R_d = |\frac{X}{x_0}| + |\frac{Y}{y_0}| + |\frac{Z}{z_0}|$ .
- $G_2$  est une *gaussienne*, en  $e^{-\frac{1}{2}R_b^2}$ , avec le rayon réduit de type *boxy*  $R_b^2 = \sqrt{[(\frac{X}{x_0})^2 + (\frac{Y}{y_0})^2]^2 + [\frac{Z}{z_0}]^4}$ .

Stanek et al. (1997) ont testé les mêmes profils que Dwek et al. (1995) à partir d'un échantillon d'étoiles OGLE II. C'est la fonction  $E_2$  qui présenta le meilleur compromis entre l'accord avec leurs comptages d'étoiles et celui avec les brillances de surface de COBE/DIRBE de Dwek et al. (1995). C'est une loi en exponentielle, avec un rayon réduit ellipsoïdal  $R_e = \sqrt{(\frac{X}{x_0})^2 + (\frac{Y}{y_0})^2 + (\frac{Z}{z_0})^2}$ .

À l'instar de Dwek et al. (1995) et Stanek et al. (1998), Freudenreich (1998) compara différents profils, mais chercha à construire des modèles plus généraux. C'est ainsi qu'il testa 3 formes (une exponentielle, une loi de puissance et une  $\text{sech}^2$ ) en utilisant un rayon réduit  $R_s$  défini par :

$$R_s^{C_{\parallel}} = R_{\perp}^{C_{\parallel}} + |\frac{Z}{z_0}|^{C_{\parallel}} \text{ avec } R_{\perp}^{C_{\perp}} = |\frac{X}{x_0}|^{C_{\perp}} + |\frac{Y}{y_0}|^{C_{\perp}}.$$

$R_s$  englobe tous les autres formats préalablement cités : le rayon en *diamant* ( $C_{\perp, \parallel} < 2$ ) de  $E_1$ , le rayon *ellipsoïdal* ( $C_{\perp, \parallel} = 2$ ) de  $E_2$ , et le rayon *boxy* de  $G_2$  (pour les variations perpendiculaires au plan du bulbe (X,Y) :  $C_{\parallel} > 2$ ; sur le plan, les variations de la fonction  $G_2$  sont ellipsoïdales :  $C_{\perp} = 2$ ). Le meilleur profil obtenu par Freudenreich (1998) est la fonction  $S$  en  $\text{sech}^2$ , avec  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$  valant respectivement  $3.466 \pm 0.028$  et  $1.588 \pm 0.017$  (forme *boxy*).

## Profils testés

J'ai décidé d'adopter une démarche analogue aux travaux cités plus haut, et d'ajuster les paramètres de densité en prenant différents profils, ceci pour estimer la dépendance d'un paramètre à la fonction utilisée.

Le choix des profils tient compte des meilleurs fonctions déduites de leurs études :

- un profil exponentiel  $E$ , comme  $E_1$  et  $E_2$  :  $\rho_E = \rho_0 \times e^{-R_s}$
- une gaussienne  $G$ , comme  $G_2$  :  $\rho_G = \rho_0 \times e^{-\frac{1}{2} \cdot R_s^2}$
- la fonction  $\text{sech}^2$  de Freudenreich (1998) :  $\rho_S = \rho_0 \times \left( \frac{2}{e^{R_s} + e^{-R_s}} \right)^2$

Le rayon réduit  $R_s$  étant la forme générale introduite par Freudenreich (1998) :

$$R_s = \left[ \left( \left| \frac{X}{x_0} \right|^{C_\perp} + \left| \frac{Y}{y_0} \right|^{C_\perp} \right)^{C_\parallel / C_\perp} + \left| \frac{Z}{z_0} \right|^{C_\parallel} \right]^{\frac{1}{C_\parallel}} \quad (4.1)$$

À la lecture du tableau 4.3, des courbes de points de la figure 4.4, et des équidensités de 4.3, on constate que, en ce qui concerne l'exponentielle  $E$ , la densité décroît rapidement dès le départ, mais très peu à la périphérie, alors que les étoiles sont beaucoup plus concentrées au centre dans le cas des fonctions  $G$  et  $S$ .

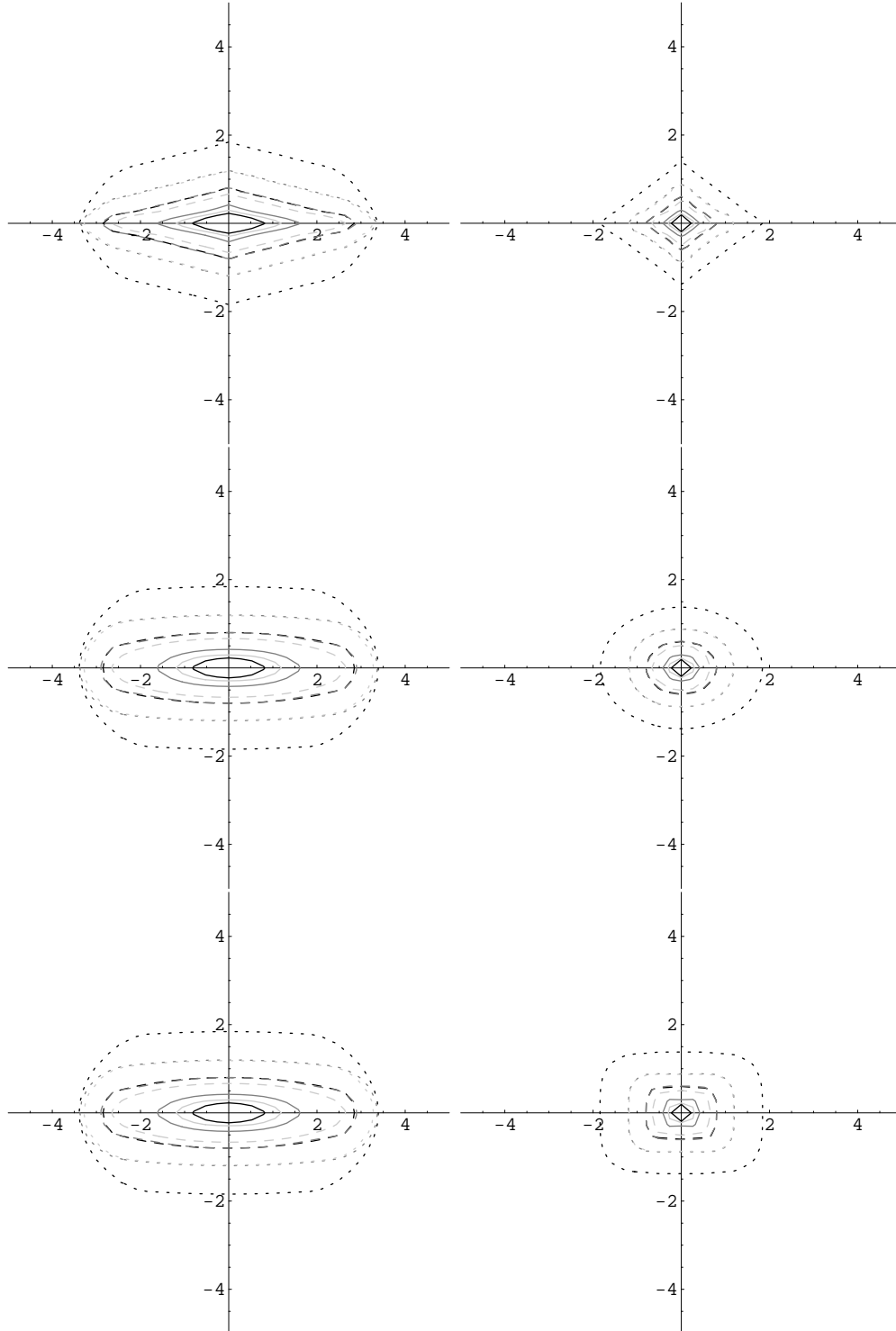
TAB. 4.3 – Densité (en pourcentage de la densité centrale) des profils  $E$ ,  $G$ ,  $S$  pour différentes valeurs de  $R_s$ , sans tenir compte de la coupure introduite en 4.2.2.

$R_s$	$\rho_E$	$\rho_G$	$\rho_S$
1	36	61	42
2	13.5	13.5	7
3	5	1	<1

Les graphiques de la figure 4.3 permettent de voir l'influence des coefficients  $C_\parallel$  et  $C_\perp$  dans la morphologie du bulbe triaxial simulé.

La forme *boxy*, la plus couramment citée dans la littérature, évoque la morphologie d'une barre. Weiland et al. (1994) ont trouvé que le bulbe externe, étudié grâce aux brillances de surface de COBE/DIRBE, présentait une telle forme. Les meilleurs profils obtenus par Dwek et al. (1995) et Freudenreich (1998) sont *boxy*.

FIG. 4.3 – Courbes d'équidensité à 60% (continu), 13.5% (discontinu) et 1% (points). À gauche, les courbes d'équidensité sur le plan (X,Y), à droite sur le plan (Y,Z). Les courbes associées aux fonctions  $E$ ,  $G$  et  $S$  sont teintées respectivement en noir, gris foncé et gris clair. Les graphiques du haut sont obtenus avec  $C_{\parallel}=C_{\perp}=1$  (diamant), ceux du milieu avec  $C_{\parallel}=C_{\perp}=2$  (ellipsoïdal), et ceux du bas avec  $C_{\parallel}=4$  et  $C_{\perp}=2$  (boxy). Les paramètres  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  et  $R_c$  (rayon de coupure, défini en 4.2.2) sont respectivement fixés à 1.6 kpc, 0.4 kpc, 0.3 kpc et 2.6 kpc.



## Rapports d'axes et triaxialité

Les rapports d'axes  $r_y = \frac{y_0}{x_0}$  et  $r_z = \frac{z_0}{x_0}$  donnent une indication sur la forme du bulbe externe, de faibles rapports d'axes correspondant à un bulbe allongé. Ils permettent notamment, à travers le coefficient de triaxialité  $\mathcal{F} = \frac{1-r_y^2}{1-r_z^2}$  (en considérant  $r_y > r_z$ ; dans le cas contraire, on échange ces deux variables dans la formule), de dire si le bulbe externe est presque axisymétrique ou très triaxial ( $\mathcal{F} \ll 1$ ).

La table 4.4 énumère des valeurs de rapports d'axes trouvées dans la littérature, ainsi que les rapports de triaxialité  $\mathcal{F}$ . Les valeurs minimales, maximales (à 1 sigma quand la dispersion est disponible) et médianes des rapports d'axe sont respectivement 0.22, 0.6 et 0.41 pour  $r_y$ , 0.13, 0.6 et 0.33 pour  $r_z$ , et 0.44, 1, 0.87 pour  $\mathcal{F}$ . Ces résultats, cohérents entre eux, décrivent le bulbe externe avec une structure allongée, comme une barre. Cependant, si certaines études décrivent un bulbe externe avec  $\mathcal{F}$  un peu inférieur 1 (sphéroïde allongé), d'autres obtiennent  $\mathcal{F}$  plus proche de 0.5, ce qui signifie une forte triaxialité.

TAB. 4.4 – Estimations des rapports d'axes. Dans le cas de Shane (1971), Nikolaev & Weinberg (1997) et Weiner & Sellwood (1999), le modèle est un sphéroïde allongé, axisymétrique autour de son axe principal.

Référence	1: $r_y$ : $r_z$	$\mathcal{F}$
Binney et al. (1997)	1:0.6:0.4	0.44
López-Corredoira et al. (2000)	1:0.54:0 :33	0.47
Stanek et al. (1997)	1:0.42:0.27	0.63
Freudenreich (1998)	1:0.37:0.26	0.72
Bissantz & Gerhard (2002)	1:0.3-0.4:0.3	0.73-1
Dwek et al. (1995)	1:0.33±0.11:0.23±0.08	0.81-0.84
Shane (1971)	1 :0.6	1
Weiner & Sellwood (1999)	1 :0.33	1
Nikolaev & Weinberg. (1997)	1:0.37-0.45	1

## Rayon de coupure et longueur du bulbe externe

Comme dans les modèles de Dwek et al. (1995) et Freudenreich (1998), est prise en compte en plus une coupure, au-delà de laquelle la densité décroît rapidement. Cette coupure, expliquée par la résonance de corotation au-delà de laquelle une orbite stable n'est plus possible (voir en 1.1), se traduit dans

la loi de densité par une fonction de coupure (reprise de Freudreich 1998) de type gaussien multipliée aux profils décrits plus haut :

$$\rho = \rho \times e^{-\left(\frac{R_{xy}-R_c}{h_c}\right)^2} \quad \text{quand } R_{xy} = \sqrt{x^2 + y^2} > R_c, \text{ avec } h_c=0.5 \text{ kpc.}$$

Étant données les faibles valeurs des échelles de longueur le long des axes mineurs, la coupure agit principalement à proximité de l'axe des X. La figure 4.4 présente les variations le long de l'axe principal de la densité suivant les 3 fonctions  $E$ ,  $G$ ,  $S$  avec et sans coupure, pour différentes valeurs de  $x_0$  et  $R_c$ . Quand le rapport  $R_c/x_0$  est grand, la coupure reste minimale car elle intervient alors que la densité est déjà très faible. Les équidensités de la figure 4.3 permettent également de voir l'influence de  $R_c$  sur la forme du bulbe : si la coupure ne joue en rien sur la distribution dans le plan  $(Y,Z)$ , elle raccourcit, à partir d'une certaine distance du centre, les ellipses et losanges sur le plan  $(X,Y)$ .

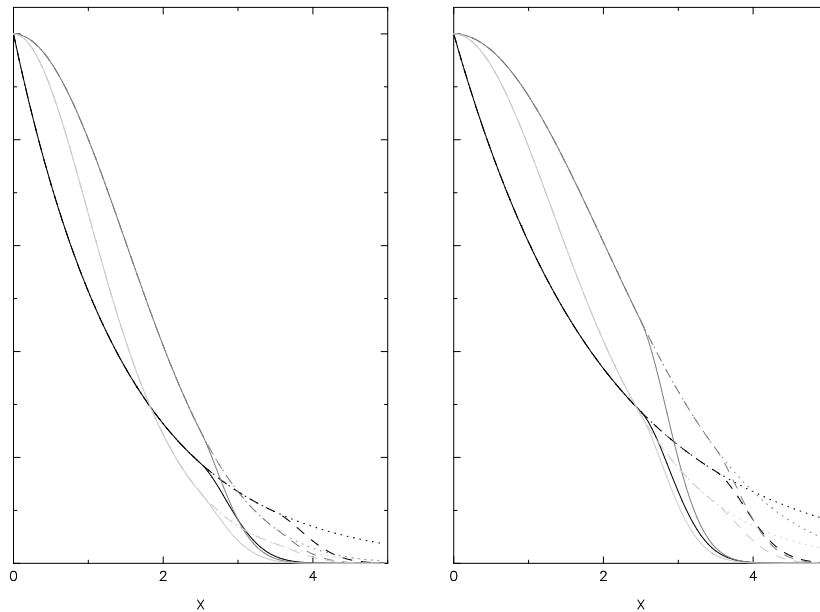


FIG. 4.4 – Profils de densité du bulbe externe le long de l'axe des X. Les courbes  $E$ ,  $G$  et  $S$  sont respectivement en noir, gris foncé et gris clair. Les valeurs de l'échelle de longueur  $x_0$  sont de 1.5 kpc (gauche) et  $x_0=2$  kpc (droite). Celles du rayon de coupure sont  $R_c=2.5$  kpc (continu),  $R_c=3.5$  (discontinu) et  $R_c=\infty$  (pas de coupure, points).

Sauf dans le cas d'un rapport  $R_c/x_0$  trop élevé, le rayon de coupure  $R_c$  définit la demi-longueur du bulbe externe. Cette longueur varie selon les

études, au même titre que l'angle d'orientation  $\phi$ . Ces deux paramètres influant sur la longueur du bulbe projetée sur la sphère céleste, il peut apparaître une dégénérescence entre les deux, notamment dans le cas d'analyses des cartes de luminosité intégrée, qui ne tiennent pas compte de la position des étoiles sur la ligne de visée. La table 4.5 énumère des valeurs de la demi-longueur du bulbe externe données dans la littérature. Les demi-longueur minimale, maximale (à 1 sigma) et médiane sont respectivement 1.9, 3.6 et 2.7 kpc.

TAB. 4.5 – Diverses estimations (rangées dans l'ordre croissant) des demi-longueurs du bulbe externe. Dans le cas de Dwek et al. (1995) et Freudenreich (1998), il s'agit du rayon de coupure, lié à la corotation. Dans celui d'études dynamiques basées sur des observations cinématiques, c'est exactement du rayon de corotation qu'il s'agit. Pour l'article de Stanek et al. (1997), je l'ai déduite de la valeur de  $x_0$  ( $\frac{1}{2}$ longueur =  $3 \times x_0$ ). Dans les autres cas, la longueur est donnée explicitement.

Référence	$\frac{1}{2}$ longueur	observations
Binney et al. (1997)	2 kpc	COBE/DIRBE
Lépine & Leroy (2000)	2.3 kpc	COBE/DIRBE
Binney et al. (1991)	$2.4 \pm 0.5$ kpc	cinématique
Dwek et al. (1995)	2.4 kpc	COBE/DIRBE
Cole & Weinberg (2002)	$2.6 \pm 0.15$ kpc	2MASS
Stanek et al. (1997)	2.7 kpc	OGLE II
Freudenreich (1998)	$3.14 \pm 0.02$ kpc	COBE/DIRBE
Nikolaev & Weinberg. (1997)	$3.3 \pm 0.1$ kpc	IRAS
Bissantz et al. (2003)	3.4 kpc	cinématique
Bissantz & Gerhard (2002)	3.5 kpc	COBE/DIRBE
Weiner & Selwood (1999)	3.6 kpc	cinématique

### Paramètres dérivés

Considérons ici un bulbe sans coupure. On a vu dans les figures 4.3 et 4.4 que, pour des valeurs de  $x_0$   $y_0$   $z_0$  données, si on change de profil de densité, alors la forme reste mais la taille varie. Cela veut dire que les échelles de longueur du bulbe<sup>1</sup> n'ont pas de signification propre et indépendante du profil de densité choisi, et ne peuvent pas être rigoureusement comparées ni moyennées avec des valeurs ajustées avec un autre profil.

<sup>1</sup>Comme toute échelle de longueur.

Or, dans le chapitre 6, afin d'estimer l'influence sur les meilleurs paramètres des fonctions de luminosité (cf 4.2.3) ou de densité, ou d'obtenir des estimations globales, j'effectuerai de tels calculs de moyennes sur des valeurs associées à une même FL ou un même profil. C'est pourquoi des paramètres dérivés des échelles de longueur devront prendre leur relai dans ce cas-là - et uniquement dans ce cas-là.

Les rapport d'axes  $r_y = \frac{y_0}{x_0}$  et  $r_z = \frac{z_0}{x_0}$  ne jouent que sur la forme du bulbe, et non sur sa taille. Ils doivent donc normalement ne pas dépendre<sup>2</sup> du profil de densité choisi, et peuvent remplacer les paramètres  $y_0$  et  $z_0$ .

Concernant le troisième paramètre dérivé, son choix se fait comme suit. Négligeons toujours la coupure et plaçons nous sur l'axe principal du bulbe :  $Y=0$  et  $Z=0$ . Le rayon réduit  $R_s$  est donc simplement égal à  $|\frac{X}{x_0}|$ . On définit alors, pour chaque profil  $E G S$ , le paramètre dérivé  $\hat{x}_0$  égal au  $X$  pour lequel la fonction de densité utilisée prend la valeur  $\frac{\rho_0}{e}$  ( $\approx 36.8\%$  de la densité au centre).  $\hat{x}_0$  vaut  $x_0$  pour  $E$ ,  $x_0\sqrt{2} \approx 1.41x_0$  pour  $G$  et  $x_0 \ln(\sqrt{e} + \sqrt{e-1}) \approx 1.09x_0$  pour  $S$ . Le choix de  $36.8\%$  a l'avantage d'engendrer des valeurs pas trop différentes de  $\hat{x}_0$  d'un profil à l'autre, ni éloignées de  $x_0$ . La comparaison entre  $R_c$  et  $x_0$  peut en outre renseigner sur l'importance ou non de la coupure.

La définition de  $\rho_0$  (densité centrale) n'est certes ni ambiguë ni indexée au profil choisi, mais donner sa valeur n'a guère de sens quand on sait que le degré central n'est pas concerné par les observations utilisées et qu'il abrite probablement une autre population stellaire, le bulbe interne. Par contre, le nombre total d'étoiles du bulbe externe  $N_{\text{tot}}$  a ici plus de signification. Mais les fonctions de densités n'étant pas normalisées, ce nombre ne dépend pas seulement de  $\rho_0$ , mais aussi du profil choisi et de tous les autres paramètres du bulbe, mis à part les deux angles d'orientation.

Le paramètre dérivé  $N_{\text{tot}}$  a été déterminé par une intégration numérique rapide dont le résultat atteint  $99.77\%$  de la valeur attendue avec le profil  $E_1$  et  $99.98\%$  avec le profil  $G_2$ .

En résumé, lorsqu'il s'agira de comparer les profils de densité entre eux, ou de moyenner sur l'ensemble des profils, les paramètres dérivés  $\hat{x}_0$   $r_y$   $r_z$  et  $N_{\text{tot}}$  remplaceront  $x_0$   $y_0$   $z_0$  et  $\rho_0$ . Pour le reste, je continuerai à parler des paramètres d'origine, ceux avec lesquels sont construites les fonctions de densités du bulbe, et ceux que prennent en compte les ajustements.

---

<sup>2</sup>Si on néglige les corrélations entre paramètres, ce qui est loin d'être le cas (voir les tableaux 5.3).

### 4.2.3 Fonctions de luminosité

On a vu dans le chapitre 2 qu'en plus des profils de densité, la distribution en magnitude apparente des populations stellaires dépend de la fonction de luminosité (FL) choisie, qui est déduite de considérations telles que l'histoire du taux de formation stellaire de la population (et donc son âge si on ne considère qu'une génération d'étoiles), la distribution en masse des étoiles à leur naissance, la métallicité ... Dès lors, des ajustement des paramètres de densité du bulbe externe ne peuvent pas se faire sans prendre en compte sa fonction de luminosité. Les ajustements ont donc été faits consécutivement avec 5 FL du bulbe différentes, afin notamment d'obtenir des informations sur l'âge du bulbe externe, et d'estimer l'influence du choix de l'âge et des tracés évolutifs sur les meilleurs paramètres.

Mais avant de présenter les 5 fonctions de luminosité, j'ai jugé utile de discuter, très succinctement, des estimations de la métallicité du bulbe externe et des scénarii concernant sa formation, et de les mettre en rapport avec le modèle utilisé pour les FL testées.

#### Estimations de métallicité

La plupart des études trouvent une métallicité des étoiles du bulbe externe proche ou un peu inférieure à celle du voisinage solaire. McWilliam & Rich (1994) estiment, dans la fenêtre de Baade ( $l=1^\circ, b=-3.9^\circ$ ), la valeur moyenne de l'indice  $[Fe/H]$  à -0.25 dex et la valeur minimale à -1.3 dex. Ibata & Gilmore (1995) mesurent, sur des champs plus éloignés du centre, une valeur moyenne très proche de celle de McWilliam & Rich (1994) :  $[Fe/H]=-0.3$  dex.

Minitti et al. (1996) observent une dépendance entre la métallicité et la cinématique : quand le  $[Fe/H]$  augmente, la vitesse de rotation grimpe aussi, et la dispersion des vitesses diminue. Le même comportement est trouvé par Tiede & Terndrup (1999). La valeur minimale du  $[Fe/H]$  des étoiles du bulbe est alors délimitée par Minitti et al. (1996) à -1 dex.

Plus récemment, Zoccali et al. (2003) montrent que la distribution de métallicité à  $l=0.277^\circ, b=-6.167^\circ$  adopte la forme suivante : partant de -1.5 dex environ, elle croît doucement jusqu'à atteindre son maximum à la métallicité solaire, et tomber ensuite rapidement.

La similitude entre les étoiles du bulbe et le voisinage solaire ne semble pas s'arrêter avec la métallicité : Holtzman et al. (1998) trouvent une fonction de masse analogue.

La métallicité moyenne des 5 fonctions de luminosité testées est solaire.



### Âge du bulbe externe

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, différents types de formation de bulbes et de barres existent et ont été mis en évidence dans les galaxies extérieures. Pour ce qui concerne la nôtre, plusieurs scénarii contradictoires sont également défendus.

Les fonctions de luminosité décrites dans la prochaine section ont toutes été construites à partir d'un même scénario de formation du bulbe : le bulbe galactique s'est formé de façon très rapide (ce qui se traduit par une distribution de Dirac comme Taux de Formation Stellaire), entre 7.9 et 12.6 milliards d'années<sup>3</sup>. Le même scénario est décrit par Rich (2001), qui estime l'âge du bulbe à 10 Ga (c'est la valeur la plus fréquemment donnée). Zoccali et al. (2003) estiment eux cette valeur de 10 Ga comme un minimum. Elmegreen (1999) suggère également que le bulbe s'est formé dans un laps de temps court (100 millions d'années), et qu'à sa formation, le bulbe n'était composé que d'amas, avec une distribution hiérarchique. Certains des amas existeraient encore sous forme d'amas globulaires, mais la plupart auraient été dissous par des forces de marée. De même, Eggen et al. (1962) proposèrent un scénario de formation du bulbe par effondrement gravitationnel dissipatif, datant d'il y a 10 milliards d'années, et s'écoulant sur quelques centaines de millions d'années. Ferreras et al. (2003) estiment un temps de formation analogue : selon leur étude, elle est inférieure à 500 millions d'années.

Mais certains articles vont en contradiction avec ce type de scénario. Par exemple, Cole & Weinberg (2002), analysant des observations 2MASS pour  $|b| > 2^\circ$ , en ont déduit que le bulbe externe (qu'ils nomment barre) a dû se former il y a moins de 6 milliards d'années, l'âge de 3 Ga étant le plus probable. Norman et al. (1996), eux, considèrent que le bulbe galactique s'est formé après le disque par l'accrétion au centre du gaz dû à la présence d'une barre qui n'aurait pas encore été dissoute.

Par ailleurs, Nakasato & Nomoto (2003) ont construit un modèle chimico-dynamique et tridimensionnel de formation et d'évolution de la Galaxie, tenant compte des étoiles, du gaz et de la matière noire. Selon leurs simulations, 2 populations stellaires cohabiteraient dans la région délimitée par les 2 kpc centraux : une population vieille apparue lors de la formation de la proto-galaxie et comptant pour 60% des étoiles, et une jeune formée dans la partie centrale du disque galactique comptant pour 40%.

Il se cache derrière la contradiction entre les hypothèses de formation du bulbe et de son âge une question qui n'est pas encore tranchée, à savoir si le bulbe externe est plus à rapprocher d'une barre ou d'un sphéroïde (cf 1.3.2). Une superposition de deux structures est également envisageable.

---

<sup>3</sup>On notera par la suite 1 Ga = 1 milliard d'années.

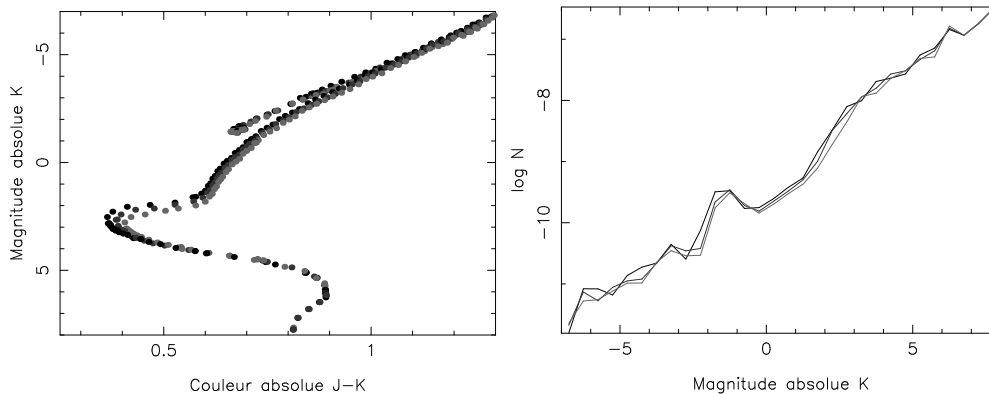
En conclusion, ce qu'il faut retenir, c'est que les fonctions de luminosité utilisées pour construire les simulations de Besançon pour les ajustements doivent être considérées avec la prudence qui convient.

### Fonctions de luminosité

Les 5 fonctions de luminosité (FL) testées sont basées sur une fonction de Masse Initiale de Salpeter (en  $M^{-\alpha}$ , avec  $\alpha=2.35$ ), un Taux de Formation Stellaire en pic de Dirac (une seule génération d'étoiles), et une métallicité moyenne solaire ( $Z=0.019$  dex). Seuls les tracés théoriques d'évolution stellaire et l'âge du bulbe varient d'une FL à une autre :

- 3 FL (notées par la suite Pad7.9, Pad10 et Pad12.6), correspondant à des âges du bulbe valant respectivement  $10^{9.9}=7.9$  Ga,  $10^{10}=10$  Ga et  $10^{10.1}=12.6$  Ga. Ces fonctions de luminosité ont été construites par l'équipe de Padoue (Girardi et al. 2002) et les tracés évolutifs de Girardi et al. (2000), avec les modèles de spectres de Castelli et al. (1997). Les diagrammes magnitude-couleur et histogrammes en magnitude absolue  $K_s$  associés à ces 3 FL sont exposés dans la figure 4.5.

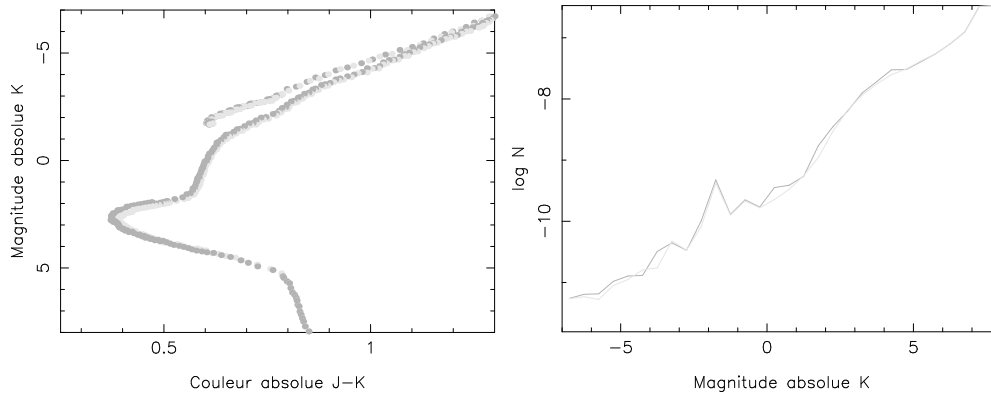
FIG. 4.5 – Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Padoue. Du plus foncé au plus clair : Pad7.9, Pad10, Pad12.6. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ .



- 2 fonctions de luminosité (notées par la suite BC10 et BC12) proviennent des modèles de synthèse du bulbe de Bruzual & Charlot (voir Bruzual et al. 1997). Ces modèles, présentés dans la figure 4.6 basés sur les spectres synthétiques de Lejeune et al. (1997,1998), et des isochrones de Bertelli et al. (1994) (équipe de Padoue) ont été contraints sur plusieurs amas

globulaires du bulbes externe. 2 âges du bulbe sont testés : 10 Ga pour BC10 et 12 Ga pour BC12.

FIG. 4.6 – Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Bruzual & Charlot. Du plus foncé au plus clair : BC10, BC12. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ .



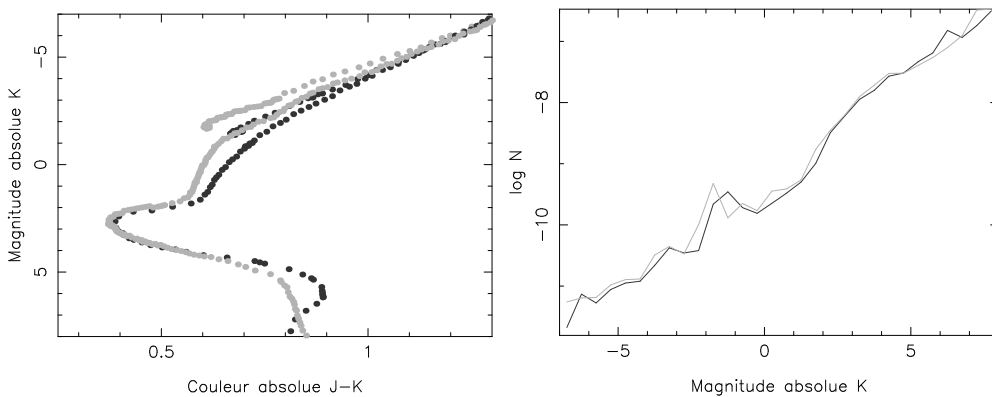
Les tracés de Girardi et al. (2002) permettent de construire des fonctions de luminosité pour des âges plus jeunes que 7.9 Ga. Si j'ai envisagé dans mon travail de thèse d'inclure deux FL pour des âges plus jeunes (5 et 6.5 Ga), je n'ai toutefois pas eu assez de temps pour les tester.

Bruzual & Charlot (2003) présentent une actualisation de leurs modèles. Des fonctions de luminosité synthétiques sont construites pour tous les âges, et notamment pour les âges jeunes. Malheureusement, ces modèles ont été publiés trop tardivement pour que je puisse les étudier dans le cadre de cette thèse. Mais une comparaison ultérieure entre ces nouveaux modèles et ceux de Padoue pour des bulbes jeunes serait intéressante. En effet, dans l'article de Bruzual & Charlot (2003), les auteurs comparent plusieurs fonctions de luminosité du bulbe faites à partir des isochrones de Bertelli et al. (1994) et d'autres à partir de ceux de Bertelli et al. (2000) (les mêmes que ceux qui ont servi à Girardi et al. (2002)), et montrent que celles issues des isochrones de Bertelli et al. (2000) s'accordent mieux à leurs observations.

Par ailleurs, seules les naines, les sous-géantes, les géantes rouges, et les étoiles de la branche horizontale et de la branche asymptotique sont prises en compte ici. Les nébuleuses planétaires et les naines blanches sont incluses

également dans les modèles de Bruzual & Charlot (mais pas dans ceux de Padoue), mais sont inobservables dans les magnitudes étudiées ou négligeables dans les comptages d'étoiles considérés ici. Par contre, les naines blanches devront être incluses dans le calcul de la masse du bulbe (fait dans le chapitre 7).

FIG. 4.7 – Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Bruzual & Charlot (BC10, gris clair) et Padoue (Pad10, gris foncé) pour un âge de 10 Ga. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ .



On constate que contrairement aux histogrammes de fonctions de luminosité, les diagrammes de magnitude-couleur (DMC) sont sensibles à l'âge choisi. Le principal effet dû à l'âge est la position du *turn off*, qui correspond à un décalage en couleur d'environ 0.05 mag pour un changement de 2 Ga.

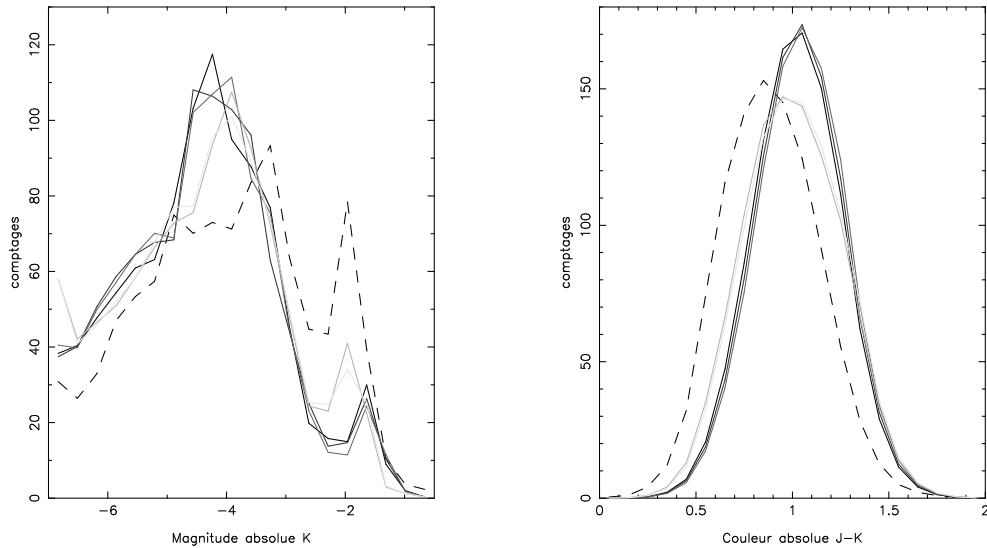
Les graphiques 4.7 comparent les deux modèles pour un âge de 10 Ga. On remarque que les isochrones de Padoue et de Bruzual & Charlot diffèrent en deux points : le bas de la séquence principale n'a pas la même forme (de par la différence des modèles d'atmosphère), et la branche asymptotique de Padoue coïncide avec la branche des géantes rouges de Bruzual & Charlot. Seul ce deuxième effet a une influence sur les comptages, car il n'y a pas d'étoiles à -1 mag dans les simulations, compte tenu des coupures faites en magnitude et couleurs apparentes (voir la figure 4.8).

### Comptages en magnitude et couleur absolues

La figure 4.8 présente les distributions en magnitude et couleur absolues déduites des simulations sur l'ensemble des fenêtres étudiées, faites suivant

les coupures en magnitude et couleur apparentes explicitées à la fin du chapitre 3, et les modèles de fonction de luminosité du disque et du bulbe. On remarque qu'entre Padoue et Bruzual & Charlot, les pics sont décalés et n'ont pas la même hauteur relative. En effet, le pic maximum (vers -4 mag) est à une magnitude absolue plus brillante dans les tracés de Padoue, alors que le second pic (vers -2 mag) est à une magnitude absolue plus faible. L'écart en magnitude entre les deux pics est donc plus réduit chez Bruzual & Charlot que pour Padoue. L'écart entre leurs hauteurs également. Concernant l'histogramme en couleur absolue, on constate que les FL de Bruzual & Charlot donnent des J-K<sub>s</sub> inférieurs.

FIG. 4.8 – Distributions d'étoiles en magnitude absolue K<sub>s</sub> (gauche) et couleur absolue J-K<sub>s</sub> (à droite), sur les simulations des 99 fenêtres, faites avec les fonctions de luminosité de Padoue (Girardi et al. 2002) et Bruzual & Charlot (Bruzual et al. 1997). Du plus foncé au plus clair : les simulations faites avec les FL Pad7.9, Pad10, Pad12.6, BC10 et BC12. En discontinu, les comptages du disque. Les distributions sont déterminées sur 20 tranches de magnitude ou de couleur, et normalisées, comptabilisant chacune 1000 étoiles en totalité.



#### 4.2.4 Cinématique

Même si le modèle de Besançon tient compte de sa cinématique, l'étude du bulbe externe que j'ai entreprise est uniquement photométrique. Mais des études dynamiques et cinématiques existent, dont certaines permettent de déduire des estimations de sa longueur et de son orientation, paramètres principaux de mon analyse. Il me semblait dès lors important de consacrer quelques paragraphes à la cinématique du bulbe externe.

Celle-ci demeure encore à ce jour peu connue, de par la difficulté d'avoir des données cinématiques pour des étoiles aussi distantes dans des champs généralement fortement sujets à l'extinction. Des observations sont toutefois disponibles pour quelques champs, la plupart du temps assez éloignés du plan<sup>4</sup>. Je proposerai quelques comparaisons avec le modèle de Besançon dans un deuxième temps.

La première partie de cette sous-section est elle consacrée à la rotation angulaire  $\Omega_p$  du bulbe externe.

##### La vitesse de rotation angulaire $\Omega_p$

Comme on l'a vu en 1.1, la vitesse angulaire  $\Omega_p$  d'une barre est corrélée, via le potentiel, aux rayons de corotation et de résonances de Lindblad. Plusieurs estimations de la vitesse angulaire du bulbe externe de la Galaxie sont proposés dans la littérature, dont une liste non exhaustive de ces estimations est donnée ci-dessous, et résumée dans le tableau 4.6.

Plusieurs moyens existent pour déterminer la vitesse angulaire du bulbe externe, par exemple l'utilisation de simulations hydrodynamiques (Weiner & Sellwood 1999, Bissantz et al. 2003), l'étude des résonances orbitales et leur effet au voisinage solaire (Dehnen 2000), une méthode directe à partir de l'étude cinématique de traceurs, tels les étoiles OH/IR (Debattista et al. 2002) ou le gaz HI, CO ou CS (Binney et al. 1991).

La plupart des valeurs de  $\Omega_p$  citées dans la littérature tournent autour de  $60 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  :  $59 \pm 5 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  pour Debattista et al. (2002),  $60 \pm 5 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  pour Bissantz et al. (2003),  $63 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  pour Binney et al. (1991).

Des valeurs un peu plus petites sont trouvées par Dehnen (2000) :  $51 \pm 4 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ , Tiede & Terndrup (1999) :  $53.3 \pm 0.3 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ , et surtout Weiner & Sellwood (1999) :  $42 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ .

---

<sup>4</sup>À noter cependant que plusieurs missions, actuelles ou prochaines, vont permettre d'augmenter les données cinématiques du bulbe : le catalogue OGLE (mouvements propres; voir Sumi et al. 2003), le projet FLAMES (vitesses radiales; voir Pasquini et al. 2003), le programme RAVE (vitesses radiales), ou à plus long terme le satellite GAIA (vitesses radiales et mouvements propres).

Mais ces derniers trouvent un angle d'orientation de  $35^\circ \pm 4^\circ$  et un rayon de corotation proche de 5 kpc. Leur modèle serait alors peut-être plus à rapprocher de la barre de López-Corredoira et al. (2001), Sevenster et al. (1999) et Weinberg (1994), dont je parle dans la deuxième partie de ce mémoire.

Par ailleurs, Ibata & Gilmore (1995), étudiant la cinématique, les métallicités et la distribution spatiale d'un échantillon de géantes K et M de champs du bulbe externe assez distants du plan ( $b=-12^\circ, -15^\circ$  et  $-20^\circ$ ), en ont déduit  $\Omega_p=25 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ . Cette valeur rappelle la vitesse angulaire des bras spiraux estimée à  $20 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  par Bissantz et al. (2003)<sup>5</sup> et Amaral & Lépine (1997), et à  $23.6 \pm \text{km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$  par Mishurov et al. (1979) : cela favorise l'hypothèse comme quoi la structure spirale est provoquée par le bulbe externe triaxial.

TAB. 4.6 – Diverses estimations (rangées dans l'ordre décroissant) des vitesses angulaires du bulbe externe  $\Omega_p$ .

Référence	$\Omega_p$ ( $\text{km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ )	observations
Binney et al. (1991)	63	cinématique du gaz
Bissantz et al. (2003)	$60 \pm 5$	sim. hydrodyn. + COBE
Debattista & Sellwood (2002)	$59 \pm 5$	OH/IR
Tiede & Terndrup (1999)	$53 \pm 0.3$	vitesses radiales
Dehnen (2000)	$51 \pm 4$	cinématique locale
Weiner & Sellwood (1999)	42	gaz HI
Ibata & Gilmore (1995)	25	géantes K et M

### Modèle de Besançon et cinématique du bulbe

Sumi et al. (2003b) (voir également Sumi et al. 2003a) ont mesuré les mouvements propres de géantes rouges dans 49 champs du bulbe, observés plusieurs fois par OGLE-II sur une période de 4 ans. Des comparaisons de ces observations avec les simulations issues du modèle de Besançon ont été effectuées à  $l=-0.23^\circ$  et  $b=-1.33^\circ$ , et sont présentées dans la figure 4.9.

Voici les dispersions de vitesses empiriques entrées dans le modèle de Besançon :  $\sigma_U=113 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\sigma_V=115 \text{ km.s}^{-1}$  et  $\sigma_W=120 \text{ km.s}^{-1}$ . Avec ces valeurs-là, on constate que les distributions en mouvements propres du modèle

<sup>5</sup>Qui rappelons-le obtiennent une vitesse angulaire du bulbe externe de  $\Omega_p \approx 60 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$ .

coïncident très bien avec les observations<sup>6</sup>. Toutefois, la précision sur les mouvements propres de Sumi et al. (2003b) étant seulement de  $0.1''$  par siècle, cela se répercute sur la précision sur les vitesses, qui est de  $40 \text{ km.s}^{-1}$  pour une étoile située à 8 kpc. Alard (2003), se servant d'une méthode de soustraction d'images pour mesurer les mouvements propres à une précision 3 fois meilleure, a obtenu  $\sigma_V=105 \text{ km.s}^{-1}$  (valeur cohérente avec celle que la simulation utilise) et  $\sigma_W=82 \text{ km.s}^{-1}$  (valeur sensiblement plus petite).

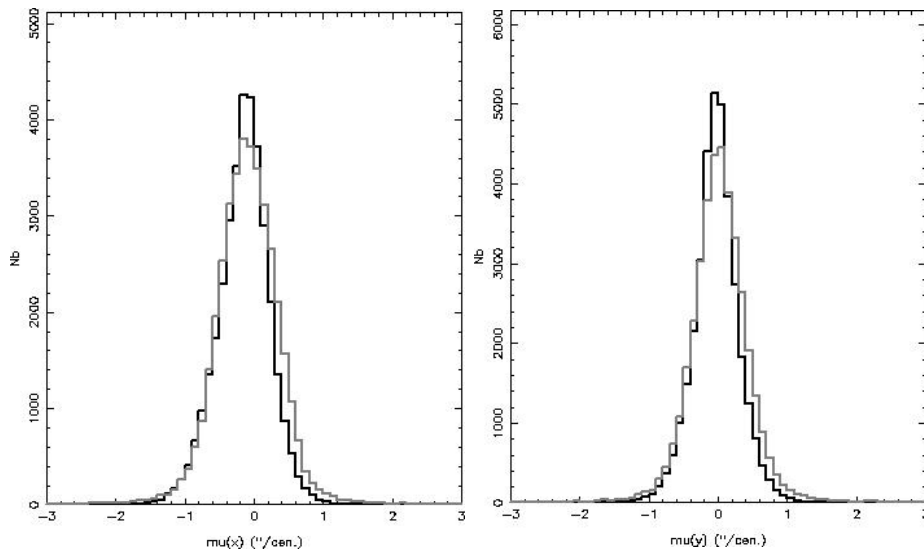


FIG. 4.9 – Histogrammes de mouvements propres en latitude (gauche) et longitude (droite) pour le champ à  $l=-0.23^\circ$  et  $b=-1.33^\circ$ . Les données, provenant de OGLE-II, sont en noir, et les simulations, issues du modèle de la de Besançon, en gris. Les étoiles correspondent à celles ayant une couleur V-I supérieure à 3 mag.

D'autres observations sont disponibles dans les champs du bulbe, comme par exemple celles d'Ibata & Gilmore (1995) (qu'ils utilisèrent pour estimer  $\Omega_p$ ), Minniti (1996), Minniti et al. (1996) ou Tiede & Terndrup (1999) (dont nous parlerons dans la deuxième partie de la thèse). Des comparaisons plus poussées avec ces données permettront d'améliorer le modèle cinématique du bulbe externe utilisé dans le modèle de Besançon. Par ailleurs, les programmes *RAVE* (vitesses radiales) et *GAIA* (vitesses radiales et mouvements

<sup>6</sup>Cependant, sur les diagrammes I/V-I utilisés en vue de déterminer la coupure en couleur (finalement  $V-I>3$ ) nécessaire pour éviter les naines de premier plan et ne garder que les géantes du bulbe, les simulations présentent un surplus d'étoiles du bulbe vers les faibles magnitudes I et les grands V-I (voir les diagrammes dans Reylé et al. (2004)). À noter également que ce champ est proche du centre galactique, et donc concerné par la population stellaire du bulbe interne



propres) fourniront des données plus précises, pour des champs ni trop encombrés ni trop éteints (voir Reylé et al. (2004) pour de plus amples explications).

# Chapitre 5

## Méthode d'ajustement

### Récapitulons :

- 11 paramètres de densité sont ajustés :
  - 2 paramètres du vieux disque mince :
    - L'échelle de longueur du disque  $R_d$
    - + L'échelle de longueur du trou central  $R_h$ .
  - 9 paramètres du bulbe externe :
    - Les 2 angles d'orientation  $\phi$  et  $\beta$
    - + Les 3 échelles de longueur  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$
    - + Les 2 coefficients de forme  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$
    - + Le rayon de coupure  $R_c$
    - + La densité au centre  $\rho_0$ .
- 15 ajustements sont effectués :
  - 3 profils de densité :  $E$ ,  $G$ ,  $S$
  - × 5 fonctions de luminosité : Pad7.9, Pad10, Pad12.6, BC10, BC12.
- Les paramètres sont contraints en comparant le nombre d'étoiles des modèles et des données DENIS dans 1408 intervalles de comptage :
  - 88 singletons, paires ou triplets de fenêtres
  - × 8 tranches de magnitude apparente  $K_s$
  - × 2 partitions de couleur apparente J- $K_s$ .

Le nombre important de paramètres exclut l'emploi d'une simple méthode de balayage, à savoir tester pour chacun d'eux un nombre prédéterminé de

valeurs disposées de façon équidistante dans l'intervalle étudié. En effet, si l'on choisissait de prendre en compte tous les paramètres en même temps tout en gardant cette méthode, cela reviendrait à évaluer  $n^{11}$  jeux de paramètres ( $n$  étant le nombre de valeurs testées par paramètre), sachant que déterminer pour un jeu donné les comptages sur 1408 intervalles n'est pas instantané. Un bref calcul m'a permis d'estimer que pour faire tourner un tel programme pendant 3 ans avec les moyens informatiques dont je disposais, je ne pouvais tester au maximum que  $n=5$  valeurs par paramètres, et cela pour un seul ajustement.

Une méthode alternative aurait été d'effectuer des balayages pour des groupes de 2, 3 ou 4 paramètres, les meilleures valeurs obtenues pour les quelques paramètres libres d'un ajustement devenant les valeurs des paramètres bloqués lors des balayages suivants. Mais cette méthode, bien que beaucoup moins coûteuse en temps que la précédente, s'avère tout de même longue, ne garantit pas la convergence et ne permet pas de prendre en compte toutes les corrélations entre les paramètres. D'autant plus qu'un des intérêts de l'utilisation d'un modèle global de la Galaxie comme celui de Besançon réside dans le fait qu'elle permet de contraindre simultanément les lois de densité des populations mélangées dans la région considérée que sont le disque et le bulbe. Il serait dommage de ne pas se servir de cet avantage.

C'est pourquoi j'ai préféré aux méthodes de balayages, simples ou compartimentées, celle de Monte Carlo, beaucoup moins coûteuse en temps de calcul, convergente et prenant en compte tous les paramètres simultanément. Cette méthode s'articule autour de quatre points importants :

- À chaque itération, les jeux de paramètres, considérés comme des points dans l'espace à 11 dimensions, sont tirés au hasard dans la région des meilleurs jeux obtenus sur l'ensemble des itérations précédentes (section 5.1) ;
- Pour un jeu de 11 paramètres donné, les comptages des modèles sont déduits de simulations initiales par des calculs de pondérations appliqués étoile par étoile (section 5.2) ;
- Les meilleurs jeux de paramètres sont déterminés par une méthode de maximum de vraisemblance (partie 5.3) ;
- Enfin, les ajustements sont effectués 20 fois indépendamment, à cause de la dispersion sur les meilleurs paramètres (partie 5.4).

## 5.1 Méthode de Monte Carlo

Je me suis inspiré, pour élaborer cette méthode, de celle développée par Edouard Oblak (1983), dédiée à l'étude du champ local des vitesses stellaires.

### 5.1.1 Intervalles de tirage

Lors du tirage initial, les valeurs des paramètres sont comprises entre les bornes inférieures et supérieures, choisies d'après les études précédentes, et explicitées dans le tableau 5.1. Toutefois, au cours des itérations successives, suivant la façon dont la convergence se déroule, les valeurs tirées peuvent sortir hors de ces limites. Le dépassement ou non des bornes dépend du paramètre. Trois cas se présentent :

- Les bornes sont souples : les valeurs peuvent dépasser les limites et prendre toutes les valeurs possibles. Est concerné par ce cas l'angle  $\beta$ . En fait, la possibilité d'épouser toutes les valeurs n'est que théorique : le paramètre reste à proximité de l'intervalles de départ quand il le dépasse, ce qui arrive rarement<sup>1</sup>.
- Seule la borne inférieure, égale à  $0^+$ , est infranchissable. Les paramètres peuvent alors prendre toute valeur positive. Ce cas s'applique à la densité au centre  $\rho_0$  et aux échelles de longueur du bulbe  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$ .
- Les bornes sont strictes. Cela concerne tout d'abord les paramètres de forme  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$ , et l'angle  $\phi$  : l'information obtenue des études précédentes suffit pour confiner les valeurs aux intervalles de départ, du moment qu'ils sont assez larges pour contenir toutes les possibilités réalistes, et assez restreints pour éviter les éventualités absurdes.

$R_h$  doit rester positive puisqu'il s'agit d'une distance, et inférieure à  $R_d$  pour éviter une densité du disque négative ou presque nulle ailleurs qu'au centre galactique. Les valeurs de  $R_d$  sont également strictement confinées.

Les estimations trouvées dans la littérature permettent de prendre le rayon de coupure  $R_c \geq 1$  kpc. Par ailleurs, ce paramètre ne peut pas dépasser 5 kpc car c'est la valeur entrée dans les simulations initiales (voir la section 5.2). Au-delà de ce rayon, quasiment aucune étoile simulée du bulbe n'apparaît dans les catalogues.

L'ultime ligne du tableau 5.1 rappelle les restrictions imposées à chaque paramètre.

---

<sup>1</sup>Ce confinement de facto de  $\beta$  ou celui imposé de  $\phi$  sont particulièrement opportuns, car ils évitent de prendre en compte la périodicité théorique des angles dans le calcul des médianes et dispersions.

	$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
unités	°	°	kpc	kpc	kpc	★.pc <sup>-3</sup>	kpc	kpc	kpc		
$x_i^{inf}$	0	-10	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	1	2.2	0 <sup>+</sup>	1	1
$x_i^{sup}$	90	10	3	1	1	25	5	3	2.0	5	5
limitations	□	∞	>0	>0	>0	>0	□	□	□	□	□

TAB. 5.1 – Bornes supérieures ( $x_i^{sup}$ ) et inférieures ( $x_i^{inf}$ ) des 11 paramètres. La dernière ligne donne le type de limitation, ∞ signifiant *limites souples* et □ *limites strictes*.

### 5.1.2 Espace ordonné à 11 dimensions

Notons ( $x_i$ ) un jeu de 11 paramètres ( $\phi, \beta, x_0, y_0, z_0, \rho_0, R_c, R_d, R_h, C_{\parallel}, C_{\perp}$ ), et considérons-le comme un point dans un espace à 11 dimensions. Ses valeurs sont initialement comprises entre les bornes inférieures ( $x_i^{inf}$ ) et supérieures ( $x_i^{sup}$ ). Les ( $x_i$ ) sont alors normalisés, passant à ( $\xi_i = \frac{x_i - x_i^{inf}}{x_i^{sup} - x_i^{inf}}$ ), pour s'affranchir des différences d'unité et d'ordre de grandeur entre les paramètres.

Les ( $\xi_i$ ) sont donc initialement confinés dans l'espace  $\mathcal{E}_0 = [0 : 1]^{11}$ , mais peuvent, comme on l'a vu dans la sous-section précédente, sortir de  $\mathcal{E}_0$  lors des itérations suivantes. Les restrictions sur chaque coordonnée résumées dans le tableau 5.1 permettent alors de définir l'espace des possibles :

$$\mathcal{E} = [0 : 1] \times \mathcal{R} \times (\mathcal{R}^+)^4 \times [0 : 1]^5.$$

Pour chacun des jeux de paramètres éventuels (donc pour chacun des points de  $\mathcal{E}$ ) peuvent être calculés les comptages associés (cf 5.2), et déduites de ces comptages les vraisemblances (voir 5.3). On peut donc ordonner l'espace  $\mathcal{E}$  selon la vraisemblance correspondante, le premier point étant celui qui possède la valeur maximale.

### 5.1.3 Tirages de Monte Carlo

Voici les différentes étapes suivies par la méthode d'ajustement :

#### Etape initiale

Un premier tirage d'un ensemble  $\mathcal{P}$  de  $p$  points est effectué dans l'espace  $\mathcal{E}_0$  selon une loi uniforme pour chacune des 11 coordonnées. On détermine pour tous les points de  $\mathcal{P}$  les comptages associés, puis la vraisemblance, et on les classe. On extrait alors l'ensemble  $\mathcal{M}$  des  $m$  premiers points (notés  $(\xi_i^k, k=1..m)$  de  $\mathcal{P}$ ). À chaque point  $\xi^k$  de  $\mathcal{M}$  est enfin associé un poids  $w_k$ , lié à la vraisemblance, dont on explicitera la formule par la suite.

#### Itérations

Le but à chaque itération est d'obtenir une bonne description de la morphologie de l'ensemble pondéré  $\mathcal{M}$  pour préparer au mieux le tirage de  $p$  nouveaux points, et ainsi impliquer une bonne convergence vers les maxima de vraisemblance de  $\mathcal{E}$ .

- 1/ On définit tout d'abord le *centre* de  $\mathcal{M}$  autour duquel seront tirés les  $p$  nouveaux points. C'est le point médian (noté  $\bar{\xi}$ ) que j'ai pris comme centre, celui dont la coordonnée  $\bar{\xi}_i$  est la médiane<sup>2</sup> des  $\xi_i^k$  pondérés par les  $w_k$ . Plusieurs considérations motivent ce choix. Premièrement, comme on le verra en 3/, le point médian est un invariant de la méthode : les tirages se faisant de part et d'autre des  $\bar{\xi}_i$  de façon équitable, les nouveaux points se retrouveront autant (au bruit près) d'un côté que de l'autre, et  $\bar{\xi}$  restera leur point médian. Ce qui n'est pas le cas d'un autre estimateur possible qu'est le barycentre, dans la situation particulière d'un tirage comme celui-ci où la dispersion choisie à droite n'est pas la même qu'à gauche (voir en 3/). Deuxièmement, prendre le point médian comme centre permet de ne pas privilégier un côté plutôt qu'un autre.
- 2/ Une fois que le centre de  $\mathcal{M}$  est défini, il faut décrire au mieux la structure spatiale de l'ensemble, pour ensuite la reproduire avec les  $p$  nouveaux points tirés. Connaître la forme de  $\mathcal{M}$  revient à déterminer ses axes principaux, ainsi que la dispersion le long de ces axes autour du point central  $\bar{\xi}$ . Les axes principaux de  $\mathcal{M}$  ne sont autres que les vec-

---

<sup>2</sup>Soit  $(\zeta^i)$  une famille de valeurs rangées dans l'ordre croissant, auxquelles sont associés des poids normalisés  $w_i$ . Soit  $r$  tel que  $\sum_{i=1}^r w_i < \frac{1}{2}$  et  $\sum_{i=1}^{r+1} w_i > \frac{1}{2}$ . Alors la médiane  $\bar{\zeta}$  est définie par le barycentre entre les deux valeurs pondérées  $(\zeta^r, w_r)$  et  $(\zeta^{r+1}, w_{r+1})$ .

teurs propres (notés  $\vec{V}_j, j=1..11$ ) de la matrice 11x11 des covariances :  
 $COV_{ij} = \sum_{k=1}^m w_k (\xi_i^k - \bar{\xi}_i)(\xi_j^k - \bar{\xi}_j)$

- 3/ La dispersion globale autour de  $\bar{\xi}$  le long de l'axe associé à  $\vec{V}_j$  est elle donnée par les racines carrées des valeurs propres de la matrice des covariances. Toutefois, la distribution - le long d'un axe principal donné - des points autour du centre  $\bar{\xi}$  n'étant pas forcément symétrique, j'ai préféré prendre pour les nouveaux tirages des dispersions à gauche et à droite différentes (notées respectivement  $\sigma_-$  et  $\sigma_+$ ), afin de reproduire plus finement la morphologie de  $\mathcal{M}$ . Ces deux *semi-dispersions* sont obtenues grâce aux formules suivantes, les  $(\hat{\xi}_j^k)$  correspondant aux coordonnées des  $m$  points de  $\mathcal{M}$  dans le repère propre  $(\bar{\xi}, \{\vec{V}_j, j=1..11\})$  :

$$\sigma_- = \sqrt{\sum_{\hat{\xi}_j^k < 0} w_j \cdot (\hat{\xi}_j^k)^2} \text{ et } \sigma_+ = \sqrt{\sum_{\hat{\xi}_j^k \geq 0} w_j \cdot (\hat{\xi}_j^k)^2}$$

- 4/ Le programme tire ensuite le nouvel ensemble de  $p$  points : un tirage gaussien, de moyenne nulle et de dispersion globale 1, est tout d'abord effectué, puis les valeurs positives sont multipliées par  $\sigma_+$  et les négatives par  $\sigma_-$ . On obtient ainsi les coordonnées dans le repère propre  $(\bar{\xi}, \{\vec{V}_j, j=1..11\})$  des  $p$  nouveaux points, que l'on reformule ensuite dans le repère initial.

Un tirage gaussien étant symétrique, on a pour chaque coordonnée autant de valeurs positives que de négatives. Le médian des points tirés est donc  $\bar{\xi}$ . Un bref calcul permet par ailleurs de se rendre compte que, le long d'un axe propre donné, la variance globale des nouvelles coordonnées est la même que celle des points de  $\mathcal{M}$ , égale à la valeur propre associée, et à la moyenne des deux semi-variances. En conclusion, avec la méthode ainsi construite, le nouvel ensemble de  $p$  points possède un centre commun, des axes propres égaux, des variances globales identiques et les mêmes semi-dispersions à droite et à gauche que les points de  $\mathcal{M}$ . La structure de l'espace des  $m$  maxima de vraisemblance est donc pleinement reproduite.

- 5/ Il arrive qu'un nouveau point tiré sorte de l'espace de définition  $\mathcal{E}$ . Quand cette situation se produit, on retire la ou les coordonnées  $\xi_i$  incriminées (dans le repère initial, associant chaque axe à un paramètre de densité) selon une loi uniforme, entre la coordonnée  $i$  maximale (ou minimale lorsqu'il s'agit d'un dépassement par le bas) des points de  $\mathcal{M}$  et la frontière supérieure (ou inférieure) de  $\mathcal{E}$ .

Mais ce cas n'arrive que pour une minorité de coordonnées, et uniquement aux premières itérations.

6/ Un nouvel ensemble  $\mathcal{P}$  des  $p$  points tirés ainsi constitué, on détermine leur vraisemblance, et les interclasse avec les  $m$  éléments de  $\mathcal{M}$ . On redéfinit alors un nouvel ensemble pondéré  $\mathcal{M}$  regroupant les  $m$  meilleurs points issus de l'interclassement.  $\mathcal{M}$  rassemble donc, à chaque fin d'itération, les  $m$  maxima de vraisemblance parmi tous les points tirés depuis le début de l'ajustement.

Une fois l'effectif de  $\mathcal{M}$  réactualisé, une nouvelle itération peut commencer à l'étape 1/.

### Fin des itérations

Le programme d'ajustement s'arrête lorsque que l'une au moins des conditions suivantes est satisfaite :

- La vraisemblance médiane sur  $\mathcal{M}$  ne s'améliore pas d'une itération à l'autre ;
- Les dispersions sur les valeurs de tous les paramètres sont en-deçà d'un seuil de résolution prédéfini. Ces résolutions sont égales à  $0.5^\circ$  pour les angles  $(\phi, \beta)$ , 0.02 kpc pour les distances  $(x_0, y_0, z_0, R_c, R_d, R_h)$ ,  $0.5 \star \text{pc}^{-3}$  pour  $\rho_0$  et 0.05 pour les coefficients de forme  $(C_{\parallel}, C_{\perp})$ . Cependant, cette condition n'est que théorique : certains paramètres étant mal contraints, cette situation ne s'est jamais réellement produite.

### Formule des poids $w_k$ et valeurs de $m$ et $p$

Le poids que l'on affecte à un point de  $\mathcal{M}$  est évidemment lié à la vraisemblance associée à ce point, la pondération permettant d'atteindre plus rapidement la région des maxima de vraisemblance. Cependant, cette pondération ne doit pas être trop discriminante, notamment dans les premières itérations où l'éventail des valeurs de vraisemblance est large, afin d'éviter que les tirages ne se confinent autour de quelques maxima locaux dont le poids écrase tous les autres points. J'ai finalement choisi la formule suivante, à la normalisation près, où  $w_k$  correspond au poids,  $L_1$  et  $L_m$  respectivement aux vraisemblances logarithmiques réduites (cf section 5.3) maximale et minimale de  $\mathcal{M}$ , et  $L_k$  à celle du point concerné :

$$w_k = \exp\left(-1.5 \frac{L_k - L_1}{L_m - L_1}\right)$$

Avec un tel dénominateur dans l'argument de l'exponentielle, quelles que soient l'itération et la dispersion sur les vraisemblances, le poids relatif du meilleur point (contribuant pour 5% à 6% du poids total) est  $e^{1.5} \approx 4.5$  fois celui du plus mauvais (participant lui de 1% à 1.5% du poids total). Pour



les premières itérations, le poids des maxima locaux n'écrase pas celui des autres. Pour les dernières, la faible dispersion des vraisemblances par rapport à leurs valeurs n'empêche pas de favoriser les meilleurs points.

Par ailleurs, plusieurs couples  $(m,p)$  ont été testés. Celui offrant le meilleur compromis entre rapidité et convergence (voir partie 5.4) était le couple  $(m=40, p=300)$ .

## 5.2 Pondérations

Si l'on veut un programme d'ajustement performant qui se fasse dans un temps de calcul raisonnable, on ne peut pas construire des simulations pour chaque jeu de paramètres évalué. C'est pourquoi les comptages des modèles ont été déduits de simulations initiales par des calculs de pondérations :

- Pour chaque champ et chacune des fonctions de luminosité testées, des simulations initiales ont été construites, avec la fonction de densité du bulbe  $G_2$  (profil  $G$ ,  $C_{\parallel}=4$ ,  $C_{\perp}=2$ ) et un jeu de paramètres convenablement choisi, en tenant compte bien sûr de la distribution d'extinction déterminée pour le champ en question (partie 3.3.1).
- À chaque pseudo-étoile des simulations est affectée une pondération, calculée comme suit :
  - 1/ Connaissant les coordonnées du champ et la distance sur la ligne de visée de l'étoile, on en détermine sa position dans le repère galactocentrique.
  - 2/ On calcule, pour cette position, et pour la population stellaire à laquelle elle appartient, les densités associées respectivement au jeu de paramètres évalué et celui des simulations initiales.
  - 3/ Le rapport entre ces deux densités, multiplié à celui entre les surfaces de comptages, donne la pondération.

L'emploi d'une telle méthode requiert quelques précautions, pour éviter l'introduction de biais.

D'une part, la densité surfacique doit être assez importante pour obtenir une statistique suffisante des étoiles, et une bonne couverture en distance, magnitude et couleur apparentes. Une multiplication par 5 de la surface de comptage des simulations améliore la statistique, tout en gardant un temps de calcul raisonnable.

D'autre part, le choix des paramètres utilisés pour fabriquer les simulations initiales ne doit pas avoir d'influence sur les ajustements : chaque région du repère galactique dans laquelle un seul jeu de paramètres de  $\mathcal{E}$  prédit la

présence des populations du disque ou du bulbe, doit ainsi compter des étoiles du disque ou du bulbe. Cela implique de prendre une configuration adéquate pour les simulations initiales : un disque sans trou et un bulbe isotrope<sup>3</sup> (pour tenir compte de toutes les orientations possibles sans en privilégier une), et de grande dimension. Les valeurs des paramètres explicités dans le tableau 5.2 respectent ces conditions.

TAB. 5.2 – Jeu de paramètres choisi pour les simulations initiales.

	$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
unités	°	°	kpc	kpc	kpc	$\star \cdot \text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc		
	11.2	0	3	3	3	5.19	5	2.5	0 <sup>+</sup>	4	2

## 5.3 Vraisemblance et $\chi^2$

Dans le programme d’ajustement, c’est la méthode du maximum de vraisemblance, plutôt que celle des moindres  $\chi^2$ , qui a été choisie pour évaluer la concordance entre les comptages des modèles testés et ceux des données, sur les 1408 intervalles de comptage, et ainsi déterminer les  $m$  meilleurs points composant  $\mathcal{M}$ .

Toutefois, une fois l’ajustement fait, le  $\chi^2$ , ou plus précisément la racine carrée du  $\chi^2$  par intervalle de comptage (que l’on nommera  $\chi_r$ ), est plus lisible que la vraisemblance pour quantifier l’accord entre le meilleur modèle et les observations.

C’est pourquoi la vraisemblance comme le  $\chi_r$  ont été calculés. Leurs formules, adaptées à la situation, sont expliquées dans cette partie.

### 5.3.1 Problématique

Dans le cas standard d’ajustement d’un modèle sur des données, seules les observations présentent un bruit de Poisson. Ici, les simulations, construites sous la forme de catalogues de pseudo-étoiles, en ont un également. Cette particularité oblige l’utilisation de formules de vraisemblance et de  $\chi_r$  différentes des usuelles. De plus, les comptages des modèles testés sont obtenus via le calcul de pondérations appliquées sur des simulations initiales, ce qui doit aussi être pris en compte dans les formules.

<sup>3</sup>Mis à part l’effet *boxy* dû à  $C_{\parallel}=4$ , qui modifie les variations en  $Z$ , et l’effet de la coupure (certes à un grand rayon) qui n’intervient que sur les coordonnées  $X$  et  $Y$

## Notations

Soit  $i$  un des  $n=1408$  intervalles de comptage sur l'ensemble des groupes de fenêtres (on négligera les corrélations entre les intervalles adjacents). Identifions les comptages observés et ceux du modèle respectivement par  $y_i$  et  $z_i$ .

- La variable aléatoire  $y_i$ , entière, suit une loi de Poisson de moyenne et variance réelle inconnue, notée  $Y_i$ .
- $z_i$  est elle une variable réelle déduite du comptage d'une simulation initiale par un calcul de pondérations :  $z_i = \alpha \cdot z_{0i}$ . À l'instar de  $y_i$ , également variable aléatoire entière, le comptage  $z_{0i}$  suit une loi de Poisson de moyenne et variance inconnue  $Z_{0i} = \frac{1}{\alpha} \cdot Z_i$  (avec  $Z_i$  et  $Z_{0i}$  réels).

Par la suite, on notera les probabilités (pour des variables aléatoires discrètes) par  $P$  et les densités de probabilités (pour des variables réelles) par  $f$ .

### 5.3.2 Vraisemblance

Par définition (voir Kendall & Stuart 1973 pour d'avantage d'explications), la vraisemblance  $\mathcal{L}_i$  est la **probabilité pour les comptages observés de prendre la valeur  $y_i$  si on suppose le modèle correct**, c'est-à-dire  $Y_i = Z_i = \alpha \cdot Z_{0i}$ . On a :

$$\mathcal{L}_i = P(y_i/z_i) = \int P(y_i/Z_i) f(Z_i/z_i) dZ_i \quad (5.1)$$

- $y_i$  suit une loi de Poisson autour de  $Z_i$  :

$$P(y_i/Z_i) = \frac{1}{y_i!} Z_i^{y_i} e^{-Z_i} \quad (5.2)$$

- On a :  $f(Z_i/z_i) = \frac{1}{\alpha} f(Z_{0i}/z_{0i})$ . D'après le théorème de Bayes :

$$f(Z_{0i}/z_{0i}) = \frac{P(z_{0i}/Z_{0i}) f(Z_{0i})}{\int P(z_{0i}/Z_{0i}) f(Z_{0i}) dZ_{0i}} \quad (5.3)$$

N'ayant aucune information a priori sur  $Z_{0i}$ , on peut dire, selon le *postulat de Bayes*, que la densité de probabilité  $f(Z_{0i})$  est constante dans le voisinage de  $z_{0i}$ , là où  $P(z_{0i}/Z_{0i})$  n'est pas négligeable. On peut ainsi simplifier 5.2 :

$$f(Z_{0i}/z_{0i}) = \frac{P(z_{0i}/Z_{0i})}{\int P(z_{0i}/Z_{0i}) dZ_{0i}}$$

$P(z_{0i}/Z_{0i}) = \frac{1}{z_{0i}!} Z_{0i}^{z_{0i}} e^{-Z_{0i}}$  (loi de Poisson),  $\int P(z_{0i}/Z_{0i}) dZ_{0i} = 1$ ,  
donc :

$$f(Z_i/z_i) = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{z_{0i}!} Z_{0i}^{z_{0i}} e^{-Z_{0i}} \quad (5.4)$$

- En substituant, dans l'équation 5.1,  $P(y_i/Z_i)$  par le second terme de l'égalité 5.2 et  $f(Z_i/z_i)$  par celui de 5.4, et en remplaçant  $Z_i$  par  $\alpha Z_{0i}$ , on trouve (avec  $\zeta = (1 + \alpha)Z_{0i}$ ) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i &= \int \frac{1}{y_i!} (\alpha Z_{0i})^{y_i} e^{-\alpha Z_{0i}} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{z_{0i}!} Z_{0i}^{z_{0i}} e^{-Z_{0i}} d(\alpha Z_{0i}) \\ &= \frac{1}{y_i! z_{0i}!} \frac{\alpha^{y_i}}{(1 + \alpha)^{y_i + z_{0i} + 1}} \int \zeta^{y_i + z_{0i}} e^{-\zeta} d\zeta \\ &= \frac{(y_i + z_{0i})!}{y_i! z_{0i}!} \frac{\alpha^{y_i}}{(1 + \alpha)^{y_i + z_{0i} + 1}} \\ &= \frac{(y_i + z_{0i})!}{y_i! z_{0i}!} z_{0i}^{z_{0i} + 1} \frac{z_i^{y_i}}{(z_i + z_{0i})^{y_i + z_{0i} + 1}} \end{aligned}$$

On préfère en fait utiliser la vraisemblance logarithmique réduite, définie par  $L_i = \ln \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_{0i}}$ ,  $\mathcal{L}_{0i}$  étant la valeur prise par  $\mathcal{L}$  quand  $z_i$  égale  $y_i$  :

$$\begin{aligned} L_i &= \ln \left[ \frac{(y_i + z_{0i})!}{y_i! z_{0i}!} z_{0i}^{z_{0i} + 1} \frac{z_i^{y_i}}{(z_i + z_{0i})^{y_i + z_{0i} + 1}} \right] \\ &\quad - \ln \left[ \frac{(y_i + z_{0i})!}{y_i! z_{0i}!} z_{0i}^{z_{0i} + 1} \frac{y_i^{y_i}}{(y_i + z_{0i})^{y_i + z_{0i} + 1}} \right] \\ &= y_i \ln \left( \frac{z_i}{y_i} \right) - (y_i + z_{0i} + 1) \ln \left( \frac{z_{0i} + z_i}{z_{0i} + y_i} \right) \end{aligned}$$

En sommant sur tous les intervalles de magnitude-couleur, on obtient la vraisemblance réduite par fenêtre :

$$L_f = \sum_i [y_i \ln \left( \frac{z_i}{y_i} \right) - (y_i + z_{0i} + 1) \ln \left( \frac{z_{0i} + z_i}{z_{0i} + y_i} \right)]$$

Enfin, en additionnant sur toutes les fenêtres, on en déduit la vraisemblance réduite globale :

$$L = \sum_f L_f$$

La différence relative entre la valeur de la vraisemblance réduite usuelle (c'est-à-dire sans le bruit du modèle) et celle adaptée aux spécificités de la présente méthode, fluctue autour des 10%, ce qui est loin d'être négligeable.

### 5.3.3 Résidus normalisés et $\chi^2$

- $y_i$  est une variable aléatoire de Poisson avec une moyenne et une variance  $Y_i$ . Cette variance est inconnue et sa seule approximation disponible est  $y_i$ .
- $z_i$  est une variable aléatoire de moyenne  $\alpha Z_{0i}$  et de variance  $\alpha^2 Z_{0i} = \frac{Z_i^2}{Z_{0i}}$ . Cette variance a pour seule approximation connue  $\frac{z_i^2}{z_{0i}}$ .

Ainsi,  $y_i - z_i$  est une variable avec une variance que l'on identifie à sa seule approximation disponible  $y_i + \frac{z_i^2}{z_{0i}}$ .

On obtient donc la formule suivante de résidus normalisés :

$$r_i = \frac{y_i - z_i}{\sqrt{y_i + \frac{z_i^2}{z_{0i}}}}$$

Deux grandeurs sont déduites des résidus normalisés, pour une fenêtre donnée : la moyenne  $r_f$  et le  $\chi^2$  réduit (noté  $\chi_{rf}$ ).

La moyenne est calculée ainsi (où  $n'$  est le nombre d'intervalles de magnitude-couleur, ici égal à 16) :

$$r_f = \frac{1}{n'} \sum_i r_i$$

Le  $\chi_{rf}$  correspond à la racine carrée du  $\chi^2$  par intervalle :

$$\chi_{rf} = \sqrt{\frac{1}{n'} \sum_i r_i^2}$$

Le  $\chi_{rf}$  est préférable au simple  $\chi^2$ , car plus lisible. En effet, substituons pour chaque intervalle  $i$  les comptages du modèle  $z_i$  par une famille ( $\hat{z}_{ij}$ ,  $j=1..\hat{n}$ ) de variables aléatoires centrées sur  $y_i$  et de dispersions en nombre de sigmas ( $\hat{\varsigma}_{ij}$ ) ; notons ( $\hat{\chi}_j^2$ ) les  $\hat{n}$   $\chi^2$  calculés en sommant sur tous les intervalles  $i$  ; alors  $\chi_{rf}$  est la **valeur que doit prendre la dispersion sur tous les  $\hat{\varsigma}_{ij}$  pour que les  $\hat{n}$   $\hat{\chi}_j^2$  égalent en moyenne le  $\chi^2$  obtenu avec les  $z_i$** . Le  $\chi_{rf}$  donne ainsi directement une estimation de la distance relative moyenne entre le modèle et les données sur la fenêtre.

Le  $\chi_r$ , équivalent du  $\chi_{rf}$  sur l'ensemble des  $n_f$  fenêtres est également calculé :

$$\chi_r = \sqrt{\frac{1}{n_f} \sum_f \chi_{rf}^2}$$

### 5.3.4 Relation vraisemblance - $\chi_r$

Sur la figure 5.1 est tracée la variation de la vraisemblance en fonction du  $\chi_r$ . Leurs formules dépendent des comptages des simulations initiales, et donc de la fonction de luminosité choisie. Mais la dispersion dans les courbes  $\chi_r - L$  est négligeable.

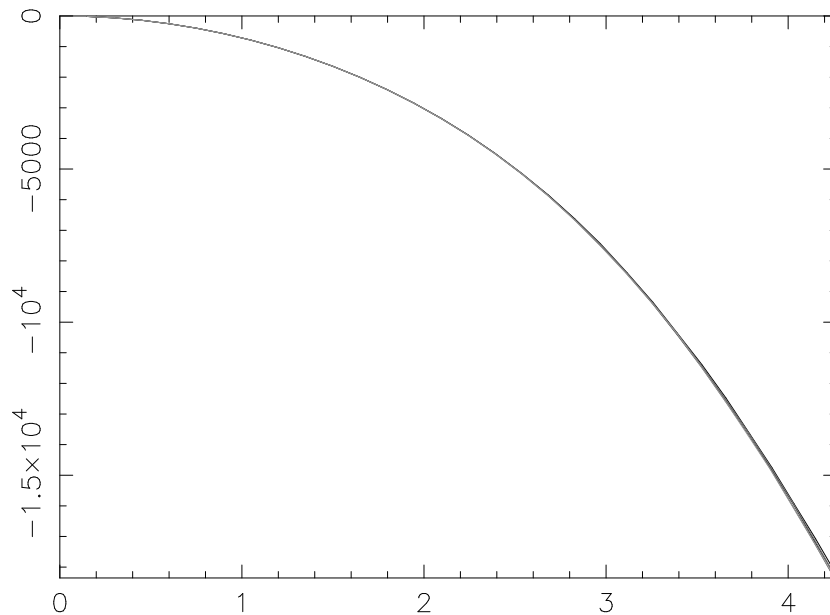


FIG. 5.1 – Vraisemblance logarithmique réduite (ordonnées) en fonction de la racine carrée du  $\chi^2$  par intervalle de comptage (abscisses).

### 5.3.5 Ce qu'on utilisera par la suite

- **Pendant les ajustements :** C'est, comme il l'a été dit précédemment, la vraisemblance réduite globale  $L$  qui sera prise en compte dans le programme d'ajustement pour déterminer les meilleurs jeux de paramètres.

- **Après les ajustements :** Le  $\chi_r$  étant une grandeur plus compréhensible que la vraisemblance, il sera donné, au même titre que  $L$ , avec les meilleurs jeux de paramètres.

Des cartes de moyennes de résidus normalisés  $r_f$  et de  $\chi^2$  réduits  $\chi_{rf}$  par fenêtre seront également construites. Ces cartes étant associées à un ensemble de meilleurs points et non un point solitaire (voir en 5.4.1), ce sont en fait les médianes de ces valeurs (en tenant compte des poids  $w_k$ ) qu'on calculera.

## 5.4 Convergence

### 5.4.1 Dispersion des meilleurs paramètres

Deux dispersions sont à prendre en compte :

- D'une part, à la fin d'un ajustement, l'ensemble  $\mathcal{M}$  n'est pas restreint à un seul point mais couvre un petit volume de  $\mathcal{E}$ , ce qui se traduit par une dispersion dans les  $m$  valeurs de paramètres des  $m$  meilleurs jeux.
- D'autre part, deux ajustements n'aboutissent pas à des ensembles  $\mathcal{M}$  exactement égaux, ni même identiquement centrés.

Il s'avère donc nécessaire d'effectuer plusieurs ajustements indépendants. Le choix de 20 fois présentait un compromis entre la volonté d'avoir un nombre assez grand et la contrainte imposée par le temps de calcul.

Les résultats définitifs sont alors, pour chacun des 11 paramètres, la médiane et la dispersion pondérée (notée respectivement  $\mu$  et  $\sigma$  par la suite) sur les  $m \times 20$  meilleurs paramètres. Le poids utilisé dans leur calcul est analogue à celui pris en compte dans les ajustements :  $w_k = \exp(-1.5 \frac{L_k - L_1}{L_{m \times 20} - L_1})$ , où  $L_1$  et  $L_{m \times 20}$  correspondent ici aux vraisemblances maximale et minimale sur les  $m \times 20$  meilleurs jeux de paramètres.

### 5.4.2 Qualité des ajustements

Dans le but de vérifier la convergence de la méthode de Monte Carlo, j'ai procédé à 3 ajustements tests, en utilisant comme fausses données des simulations aux paramètres connus.

Les simulations (initiales et fausses données) ont été construites avec la fonction de luminosité du bulbe BC10 (Bruzual & Charlot, âge de 10 milliards d'années) et la loi de densité  $G_2$  (profil  $G$ ,  $C_{\parallel}=4$ ,  $C_{\perp}=2$ ). Les 3 différents jeux de paramètres ont été choisis, parmi plusieurs jeux tirés au hasard (mis à part les coefficients de forme  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$ , fixés respectivement à 4 et 2),

pour explorer plusieurs configurations possibles assez distinctes, notamment pour ce qui concerne l'angle d'orientation  $\phi$ , l'échelle de longueur du trou du disque  $R_h$ , le rayon de coupure  $R_c$  et l'échelle de longueur du bulbe  $x_0$ .

Avant de comparer les meilleures valeurs ajustées à celles qu'il fallait retrouver, examinons tout d'abord les coefficients de corrélations (tablés en 5.3) des  $m \times 20$  meilleurs points issus des 3 ajustements tests.

On remarque que beaucoup de ces coefficients dépassent 0.5 en absolu, ce qui signifie que les ajustements de ces paramètres sont assez dépendants les uns des autres. Cela justifie le choix d'ajuster les 11 paramètres simultanément plutôt qu'effectuer des balayages partitionnés qui n'auraient pas tenu compte des liens entre les paramètres.

Examinons les cas pour lesquels les corrélations sont très grandes :

- Les deux échelles de longueur du disque  $R_d$  et  $R_h$  montrent des corrélations entre eux proches de -1 : il existe une grande dégénérescence entre ces paramètres, à laquelle on pouvait s'attendre : l'augmentation de l'échelle du trou compense un peu la diminution de celle du disque, et vice-versa.
- Les coefficients de forme  $C_\perp$  et  $C_\parallel$  montrent une forte anti-corrélation avec les échelles de longueur du bulbe triaxial sur lesquelles ils jouent le plus dans la formule du rayon réduit  $R_s$  (voir la formule 4.1) :  $y_0$  pour  $C_\perp$  et  $z_0$  pour  $C_\parallel$  ; par exemple, les effets sur  $R_s$ , et donc sur la densité hors du plan, d'une élévation de  $C_\perp$  et d'un abaissement de  $y_0$  tendent à se neutraliser. Le phénomène se voit moins entre les coefficients de forme et  $x_0$ , déjà en grande corrélation avec d'autres paramètres.
- La petitesse des latitudes et de  $\beta$  (angle entre le plan  $(X,Y)$  du bulbe et celui de la Galaxie) rendent la ligne de visée quasiment parallèle au plan  $(X,Y)$ . Dès lors, deux paramètres jouent principalement sur l'épaisseur du bulbe traversée par la ligne de visée : l'échelle  $y_0$  de longueur sur l'axe  $Y$ , et  $\phi$ , angle d'orientation du bulbe. Les effets de ces deux paramètres s'opposant, il paraît normal de trouver une forte anti-corrélation entre eux. Si cela apparaît moins dans le troisième ajustement, c'est probablement parce que les petites valeurs prises par  $\phi$  et  $x_0$  font qu'un plus petit nombre de champs sont concernés par le bulbe externe.
- La densité centrale du bulbe  $\rho_0$  s'avère grandement corrélée avec  $\phi$ , surtout dans les deux derniers ajustements. Une explication possible est qu'une augmentation de  $\phi$  augmente le nombre de fenêtres peuplées de géantes du bulbe, et rapproche les étoiles de l'observateur dans les longitudes négatives. Certaines d'entre elles passant alors sous la limite supérieure



TAB. 5.3 – Tables de corrélations pour les 3 ajustements. Le numéro de l'ajustement est inscrit dans la case en haut à gauche, et la première ligne correspond aux valeurs des paramètres à retrouver. Les unités sont en kpc pour les distances, degrés pour les angles et nombre d'étoiles par parsec cube pour  $\rho_0$ . Les valeurs dépassant  $\pm 0.7$  sont notées en gras. La corrélation se calcule comme suit : soient  $(\xi^k)$  les  $m \times 20$  meilleurs points et  $w_k$  leurs poids ; notons  $\langle \rangle$  tout moyennage pondéré avec les  $w_k$  ; prenons deux axes  $i$  et  $j$ , les coordonnées  $\xi_i^k$  et  $\xi_j^k$  des points sur ces deux axes, leurs moyennes  $m_i = \langle \xi_i^k \rangle$  et  $m_j = \langle \xi_j^k \rangle$ , et leurs dispersions  $s_i = \langle (\xi_i^k - m_i)^2 \rangle$  et  $s_j = \langle (\xi_j^k - m_j)^2 \rangle$  ; alors la corrélation entre les paramètres  $i$  et  $j$  est égale à  $\frac{|\langle (\xi_i^k - m_i)(\xi_j^k - m_j) \rangle|}{s_i \cdot s_j}$ .

(1)	14.0	0.4	2.62	0.88	0.35	19.53	4.68	2.61	0.51	4	2
	$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
$\phi$		-0.5	-0.5	<b>-0.8</b>	0.4	0.6	-0.4	<b>-0.7</b>	0.5	-0.3	<b>0.8</b>
$\beta$	-0.5		0.3	0.2	-0.5	-0.6	0.3	0.3	-0.2	0.5	-0.2
$x_0$	-0.5	0.3		0.5	0.1	-0.6	-0.0	0.4	-0.3	0.1	-0.6
$y_0$	<b>-0.8</b>	0.2	0.5		-0.1	-0.3	0.4	0.6	-0.4	0.0	<b>-0.9</b>
$z_0$	0.4	-0.5	0.1	-0.1		0.3	-0.6	-0.4	0.4	<b>-0.8</b>	0.1
$\rho_0$	0.6	-0.6	-0.6	-0.3	0.3		-0.3	-0.5	0.6	-0.6	0.2
$R_c$	-0.4	0.3	-0.0	0.4	-0.6	-0.3		0.6	-0.5	0.4	-0.4
$R_d$	<b>-0.7</b>	0.3	0.4	0.6	-0.4	-0.5	0.6		<b>-0.8</b>	0.4	-0.5
$R_h$	0.5	-0.2	-0.3	-0.4	0.4	0.6	-0.5	<b>-0.8</b>		-0.4	0.2
$C_{\parallel}$	-0.3	0.5	0.1	0.0	<b>-0.8</b>	-0.6	0.4	0.4	-0.4		-0.0
$C_{\perp}$	<b>0.8</b>	-0.2	-0.6	<b>-0.9</b>	0.1	0.2	-0.4	-0.5	0.2	-0.0	

(2)	37.1	-2.5	1.83	0.74	0.39	11.84	2.90	2.33	1.33	4	2
	$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
$\phi$		-0.5	-0.3	<b>-0.8</b>	0.2	<b>0.9</b>	<b>-0.7</b>	0.3	0.1	0.1	<b>-0.8</b>
$\beta$	-0.5		0.3	0.4	-0.5	-0.4	0.1	-0.1	0.2	0.3	-0.4
$x_0$	-0.3	0.3		0.3	0.1	-0.5	-0.3	0.1	-0.0	0.1	-0.2
$y_0$	<b>-0.8</b>	0.4	0.3		-0.1	<b>-0.8</b>	0.7	0.5	-0.3	-0.1	<b>-0.7</b>
$z_0$	0.2	-0.5	0.1	-0.1		0.0	-0.1	0.4	-0.5	<b>-0.7</b>	0.2
$\rho_0$	<b>0.9</b>	-0.4	-0.5	<b>-0.8</b>	0.0		-0.5	-0.4	0.2	0.1	<b>0.7</b>
$R_c$	<b>-0.7</b>	0.1	-0.3	<b>0.7</b>	-0.1	-0.5		0.3	-0.1	-0.4	-0.5
$R_d$	-0.3	-0.1	0.1	0.5	0.4	-0.4	0.3		<b>-0.9</b>	-0.4	-0.3
$R_h$	0.1	0.2	-0.0	-0.3	-0.5	0.2	-0.1	<b>-0.9</b>		0.3	0.1
$C_{\parallel}$	0.1	0.3	0.1	-0.1	<b>-0.7</b>	0.1	-0.4	-0.4	0.3		-0.1
$C_{\perp}$	<b>0.8</b>	-0.4	-0.2	<b>-0.7</b>	0.2	<b>0.7</b>	-0.5	-0.3	0.1	-0.1	

(3)	8.5	2.8	1.44	0.88	0.95	8.07	3.62	2.52	1.03	4	2
	$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
$\phi$		-0.2	-0.5	-0.2	0.1	<b>0.7</b>	-0.4	-0.2	0.2	-0.1	0.0
$\beta$	-0.2		0.1	0.4	-0.3	0.0	0.0	-0.1	0.1	-0.2	-0.3
$x_0$	-0.5	0.1		0.2	0.0	<b>-0.9</b>	0.0	-0.6	-0.5	-0.1	-0.2
$y_0$	-0.2	0.4	0.2		-0.2	0.0	0.0	0.1	0.0	-0.2	<b>-0.8</b>
$z_0$	0.1	-0.3	0.0	-0.2		-0.1	-0.2	-0.1	0.0	-0.1	0.3
$\rho_0$	<b>0.7</b>	0.0	<b>-0.9</b>	0.0	-0.1		-0.3	-0.5	0.5	-0.2	-0.1
$R_c$	-0.4	0.0	0.0	0.0	-0.2	-0.3		0.3	-0.2	0.4	-0.0
$R_d$	-0.2	-0.1	0.6	0.1	-0.1	-0.5	0.3		<b>-1.0</b>	-0.1	-0.1
$R_h$	-0.2	-0.1	0.5	0.0	-0.0	-0.5	0.2	<b>-1.0</b>		0.0	0.1
$C_{\parallel}$	-0.1	-0.2	-0.1	-0.2	-0.1	-0.2	0.4	-0.1	0.0		0.1
$C_{\perp}$	0.0	-0.3	-0.2	<b>-0.8</b>	0.3	-0.1	-0.0	-0.1	0.1	0.1	

en J ou  $K_s$ , elles deviennent détectables. Élever  $\phi$  a donc pour effet de gonfler le nombre de sources du bulbe observées, tout comme  $\rho_0$ . La densité au centre montre également une grande anti-corrélation avec l'échelle de longueur  $x_0$  dans le troisième ajustement. La raison demeure la même : l'angle  $\phi$  étant petit, le bulbe externe pointe quasiment dans la direction du Soleil ; alors, une densité centrale faible et une grande échelle de longueur impliquent un nombre équivalent d'étoiles sur la ligne de visée à celui obtenu avec une forte densité et une échelle courte.

Les résultats des 3 ajustements tests sont tablés en 5.4.

On constate tout d'abord que, lorsque le jeu de paramètre testé correspond à celui utilisé pour construire les fausses données, le  $\chi_r$  est supérieur au 1 sigma auquel on devrait s'attendre quand modèle et fausses données ne diffèrent que par le bruit de Poisson. L'explication réside probablement dans le fait que la méthode de pondération, pour être parfaite, requiert que les caractéristiques entrant dans les calculs, à savoir la distance, la magnitude et la couleur apparentes, soient distribuées le plus continuellement possible dans l'intervalle des valeurs autorisées. Une telle continuité nécessite une grande statistique d'étoiles. La densité des simulations initiales n'est ainsi pas assez grande pour éviter ce petit biais, mais la grossir augmenterait de façon déraisonnable le temps de calcul.

Ensuite, si on estime la vraisemblance et le  $\chi_r$  obtenus quand le jeu de paramètres égale celui qui sert à construire les fausses données, alors cette vraisemblance et ce  $\chi_r$  sont plus mauvais que ceux des meilleurs jeux issus des ajustements. Cela peut s'expliquer par le bruit de Poisson sur les simulations, qu'il s'agisse des initiales ou de celles considérées comme fausses données.

Pour chacun des 3 tests, la première ligne explicite les valeurs ( $\xi_i$ ) des paramètres des fausses données à retrouver, tandis que les deuxième et troisième lignes donnent respectivement les médianes ( $\mu_i$ ) et dispersions pondérées ( $\sigma_i$ ) sur les  $m \times 20$  meilleures valeurs. La quatrième ligne, correspondant aux rapports  $\frac{\mu_i - \xi_i}{\sigma_i}$ , permet de voir si les intervalles de confiance à 1 sigma autour des médianes englobent les valeurs à retrouver, avec en gras les valeurs au-delà de  $\pm 1$ . Dans les deux dernières colonnes : les médianes des vraisemblances réduites et des  $\chi_r$  des  $m \times 20$  maxima de vraisemblance, obtenues pour des valeurs de paramètres égales aux valeurs à retrouver (première ligne), et pour les meilleurs jeux déduits des ajustements (deuxième ligne).

unité	$\phi$ °	$\beta$ °	$x_0$ kpc	$y_0$ kpc	$z_0$ kpc	$\rho_0$ *.pc <sup>-3</sup>	$R_c$ kpc	$R_d$ kpc	$R_h$ kpc	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$
$\xi_i$	<b>14.0</b>	<b>0.4</b>	<b>2.62</b>	<b>0.88</b>	<b>0.35</b>	<b>19.53</b>	<b>4.68</b>	<b>2.61</b>	<b>0.51</b>	<b>4</b>	<b>2</b>	<b>-980</b>	<b>1.16</b>
$\mu_i$	14.1	0.4	2.66	0.84	0.37	18.94	4.36	2.42	0.68	3.63	2.44	-842	1.10
$\sigma_i$	1.4	0.4	0.15	0.03	0.01	0.83	0.30	0.08	0.21	0.58	0.62		
$\frac{\mu_i - \xi_i}{\sigma_i}$	0.1	0.0	0.3	<b>-1.3</b>	<b>2.2</b>	-0.7	<b>-1.1</b>	<b>-2.4</b>	0.8	-0.63	0.7		
$\xi_i$	<b>37.1</b>	<b>-2.5</b>	<b>1.83</b>	<b>0.74</b>	<b>0.39</b>	<b>11.84</b>	<b>2.90</b>	<b>2.33</b>	<b>1.33</b>	<b>4</b>	<b>2</b>	<b>-1030</b>	<b>1.17</b>
$\mu_i$	35.8	1.4	1.86	0.78	0.44	10.55	2.41	2.33	1.19	3.36	3.11	-860	1.10
$\sigma_i$	5.7	1.0	0.26	0.08	0.02	0.93	0.85	0.05	0.07	0.61	0.71		
$\frac{\mu_i - \xi_i}{\sigma_i}$	-0.2	<b>4.1</b>	0.1	0.5	<b>2.3</b>	-1.4	-0.6	0.0	<b>-1.9</b>	<b>-1.1</b>	<b>1.6</b>		
$\xi_i$	<b>8.5</b>	<b>2.8</b>	<b>1.44</b>	<b>0.88</b>	<b>0.95</b>	<b>8.07</b>	<b>3.62</b>	<b>2.52</b>	<b>1.03</b>	<b>4</b>	<b>2</b>	<b>-990</b>	<b>1.15</b>
$\mu_i$	8.5	-2.2	1.71	0.84	0.87	7.60	3.64	2.39	1.09	3.45	1.97	-828	1.08
$\sigma_i$	3.7	3.3	0.18	0.05	0.07	0.82	0.69	0.08	0.12	0.64	0.51		
$\frac{\mu_i - \xi_i}{\sigma_i}$	0.0	<b>-1.5</b>	<b>1.5</b>	-0.8	<b>-1.1</b>	-0.6	0.0	<b>-1.6</b>	0.5	-0.9	-0.1		

TAB. 5.4 – Résultats des ajustements en prenant comme fausses données des simulations obtenues avec 3 différents jeux de paramètres.

Examinons à présent la convergence des paramètres un par un :

- **Coefficients de forme** : Mis à part pour  $C_{\perp}$  dans le troisième ajustement, les paramètres  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$  sont mal contraints et parfois biaisés : les larges intervalles de confiance qui n'englobent cependant pas toujours les valeurs à retrouver. Les ajustements ont tendance à sur-estimer le coefficient le plus petit :  $C_{\perp}=2$ , et sous-estimer le plus grand :  $C_{\parallel}=4$ . Cela peut provenir du confinement des valeurs tirées entre 1 et 5. Toutefois, ces paramètres ne comptent pas parmi les plus importants, et ne semblent pas avoir trop d'influence sur l'ajustement des autres. Sauf peut-être un tout petit peu sur les échelles de longueur du bulbe  $y_0$  et  $z_0$ , avec qui ils sont fortement corrélés et pour lesquels on décèle un léger biais dans les ajustements.
- **paramètres du disque** : Concernent, l'échelle de longueur  $R_d$ , l'écart relatif est important (sauf pour le deuxième ajustement), malgré de grands intervalles de confiance. Il apparaît donc un certain biais dans l'ajustement de  $R_d$ , peut-être provoqué par une dégénérescence avec l'échelle de longueur du trou  $R_h$  (rappelons que leur corrélation mutuelle avoisine les -1). Il ne faudra pas espérer avoir une très bonne estimation de ce paramètre.  
Quant à l'échelle de longueur du trou  $R_h$ , dans le cas d'une faible valeur (premier ajustement), sa dispersion est plus grande, et le paramètre moins bien contraint. On pouvait s'y attendre, vu le manque d'observations proches du plan galactique. Dans le cas d'un trou plus large, l'intervalle de confiance rapetisse, mais, comme pour  $R_d$ , un léger biais apparaît (deuxième ajustement-test, là où la valeur de  $R_h$  à retrouver est la plus grande). On peut en conclure qu'une estimation précise de  $R_h$  paraît illusoire, mais que les ajustements donnent le bon ordre de grandeur.
- **rayon de coupure** : Les grandes dispersions montrent que les données ne contraignent pas correctement ce paramètre. Cela s'explique par le fait que la région étudiée ne va pas assez loin en longitudes du côté positif, là où pointe l'extrémité proche du bulbe externe, selon l'ensemble des travaux sur le sujet.
- **échelles de longueur du bulbe** :  $y_0$  et  $z_0$  paraissent plutôt bien contraints, mais, comme dans le cas des échelles du disque, l'écart majore la dispersion, ce qui témoigne d'un léger biais, peut-être dû à la corrélation avec d'autres paramètres comme les coefficients de forme  $C_{\perp}$  et  $C_{\parallel}$ . Concernant l'échelle sur l'axe principal  $x_0$ , le paramètre semble bien ajusté quand la valeur est grande, mais plus difficilement retrouvable dans le cas d'une échelle de longueur assez petite par rapport à celle

des axes mineurs (troisième ajustement). Toutefois, le large intervalle de confiance englobe la valeur à retrouver.

- **Angles** : La valeur de  $\beta$ , angle entre le plan  $(X,Y)$  du bulbe et celui de la Galaxie, s'ajuste mal. Mais  $\beta$  reste petit, et sa valeur exacte n'a pas grande importance.

L'angle  $\phi$  est bien contraint quand la valeur à retrouver est  $14^\circ$ . Dans les deux autres cas, l'ajustement reste correct, mais les meilleures valeurs se dispersent plus. Lorsque  $\phi=37.1^\circ$ , on peut expliquer cela par le fait que les étoiles à l'extrémité proche sont plus éloignées, et que ce paramètre montre de grandes corrélations avec beaucoup d'autres (supérieure en absolu à 0.7 pour  $y_0$ ,  $\rho_0$ ,  $R_c$  et  $C_\perp$ ). Dans le troisième ajustement, la petitesse de l'angle diminue beaucoup le nombre d'étoiles observables aux longitudes négatives.

On arrive donc aux conclusions suivantes :

- Il ne faut pas espérer un bon ajustement de  $R_d$ ,  $R_c$ ,  $\beta$ ,  $C_\parallel$  et  $C_\perp$ . Les coefficients de forme sont deux paramètres peu importants, tout comme l'angle  $\beta$  tant qu'il reste petit. L'échelle de longueur  $R_d$  ne constitue pas non plus l'objet premier de notre étude.  $R_c$ , par contre, est nécessaire pour connaître la longueur du bulbe externe, à moins que les échelles de longueurs soient assez courtes.
- La convergence risque d'être mauvaise pour l'échelle de longueur principale du bulbe  $x_0$  et celle du trou du disque  $R_h$  si ces paramètres ont une faible valeur : un petit écart entre  $x_0$  et les échelles de longueur sur les axes mineurs rend les résultats plus incertains, et le manque de données sur le plan galactique empêche une bonne détermination de  $R_h$  dans le cas d'un trou réduit.
- Un léger biais est possible pour  $y_0$  et  $z_0$ , ou  $R_h$ . Mais ce biais éventuel reste limité, ce qui ne paraît pas trop dommageable, étant donné que les ordres de grandeurs sont respectés, et qu'ils permettront de trancher des questions importantes sur la forme du bulbe externe (allongé, sphéroïdal) et du disque (trou important ?).

Quelques petites imperfections de la méthode (de par le calcul des comptages via des pondérations par exemple), et les problèmes engendrés par les observations, restreintes en longitude, peu nombreuses à  $|b| < 1^\circ$ , et limitées en magnitude, s'opposent à une excellente convergence de tous les paramètres. Si la convergence demeure acceptable pour beaucoup, on devra se contenter de l'ordre de grandeur pour d'autres. Mais ces quelques bémols

n'empêchent pas de considérer le comportement général des ajustements sur ces 3 tests comme plutôt bon, et de valider la méthode.



# Chapitre 6

## Résultats des ajustements

Dans ce chapitre, j'expose les résultats obtenus à partir des ajustements des 11 paramètres de densité du bulbe externe et du disque mince sur les 94 fenêtres. Ce travail s'est basé sur 5 ensembles de 94 simulations initiales, un par fonction de Luminosité (FL) du bulbe. Pour chacun des 3 profils de densité  $E$ ,  $G$  et  $S$ , environ 20 ajustements indépendants ont été effectués.

Pour une compréhension plus claire, nous nommerons par la suite *lot* un ensemble de  $5 \times 3 \times 20$  ajustements. Plusieurs lots ont été lancés consécutivement, en ôtant à chaque fois un bloc de fenêtres contribuant de façon trop importante à la vraisemblance globale.

### 6.1 Premier lot d'ajustements

#### 6.1.1 Meilleurs paramètres

Les résultats du premier lot, tablés en 6.1, montrent une dégénérescence dans les 20 meilleurs jeux, principalement visible sur l'angle  $\phi$  : tandis que plusieurs ajustements convergent vers des valeurs plus ou moins proches de  $10^\circ$ , les autres obtiennent une valeur presque nulle, forcément biaisée par le confinement strict de ce paramètre à l'intervalle  $[0^\circ : 90^\circ]$ . J'ai choisi de déterminer des médianes et dispersions séparées pour chacun de ces deux attracteurs, en fixant une limite de séparation automatique à  $\phi=3.5^\circ$ . Je nommerai par la suite *premier groupe* l'ensemble des meilleurs jeux de paramètres obtenus avec  $\phi > 3.5^\circ$ , et *second groupe* les autres.



Les 5 tableaux correspondent aux 5 fonctions de luminosité, dont le nom est écrit dans la case en haut à gauche. Ils se partitionnent en 3 sous-tableaux, un par profil de densité, eux-mêmes composés de 2 doubles-lignes énumérant les médianes  $\mu_i$  et dispersions  $\sigma_i$  des 11 meilleures valeurs de paramètres de leur vraisemblance réduite  $L$  et de leur  $\chi_r$ . Les première et deuxième doubles-lignes sont associées aux premier ( $\phi > 3.5^\circ$ ) et second groupe dont le cardinal respectif est inscrit en deuxième colonne.

pad7.9		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^\circ$	$^\circ$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	4	$\mu_i$	6.6	0.4	1.41	0.33	0.31	18.91	4.54	2.56	0.98	2.513	4.160	-3751	2.33
		$\sigma_i$	0.8	1.2	0.10	0.02	0.05	1.80	0.68	0.11	0.16	0.590	0.628	122	0.04
	15	$\mu_i$	0.7	-0.1	1.72	0.48	0.28	18.56	3.18	2.46	1.20	2.787	1.029	-3584	2.29
		$\sigma_i$	0.5	0.7	0.15	0.05	0.02	1.53	0.48	0.18	0.44	0.564	0.294	95	0.03
G	8	$\mu_i$	10.3	-0.1	1.61	0.40	0.37	10.85	3.57	2.41	1.07	3.404	4.799	-4034	2.42
		$\sigma_i$	1.3	0.6	0.18	0.02	0.02	1.12	0.43	0.10	0.11	0.834	0.470	67	0.02
	11	$\mu_i$	0.7	-0.4	2.10	0.61	0.37	9.44	3.02	2.39	1.18	3.354	1.106	-3783	2.35
		$\sigma_i$	0.2	2.1	0.25	0.06	0.02	0.94	0.59	0.08	0.14	0.551	0.179	117	0.03
S	4	$\mu_i$	9.8	0.6	1.84	0.45	0.43	12.58	3.97	2.36	1.17	3.138	4.609	-3857	2.37
		$\sigma_i$	0.6	0.5	0.11	0.01	0.01	0.70	0.34	0.05	0.05	0.295	0.204	24	0.01
	14	$\mu_i$	0.7	-0.7	2.21	0.66	0.43	11.77	2.75	2.54	1.03	2.967	1.184	-3717	2.32
		$\sigma_i$	0.2	1.5	0.25	0.06	0.02	1.10	0.55	0.15	0.18	0.286	0.159	88	0.03

TAB. 6.1 – Résultats du premier lot d'ajustement.

pad10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star \cdot \text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	6	$\mu_i$	6.1	0.3	1.56	0.32	0.32	20.89	4.10	2.41	1.22	2.007	3.485	-3941	2.38
		$\sigma_i$	1.4	0.3	0.10	0.04	0.03	1.17	0.45	0.07	0.08	0.284	0.869	33	0.01
	14	$\mu_i$	1.2	-0.1	1.69	0.43	0.29	19.14	3.21	2.41	1.19	2.951	1.275	-3830	2.35
		$\sigma_i$	0.5	1.1	0.15	0.05	0.03	1.90	0.46	0.13	0.17	0.860	0.321	85	0.03
G	6	$\mu_i$	8.1	0.2	1.70	0.40	0.38	11.17	3.35	2.26	1.16	2.890	4.376	-4290	2.49
		$\sigma_i$	1.6	1.4	0.22	0.01	0.02	1.57	0.60	0.11	0.16	0.620	0.363	128	0.03
	14	$\mu_i$	0.6	-0.8	2.10	0.54	0.37	10.34	2.80	2.39	1.04	2.736	1.244	-4046	2.41
		$\sigma_i$	0.6	1.4	0.15	0.07	0.09	0.65	0.77	0.11	0.18	0.625	0.269	110	0.03
S	5	$\mu_i$	8.0	0.2	2.16	0.46	0.44	12.47	3.32	2.29	1.28	2.575	4.650	-4065	2.43
		$\sigma_i$	0.3	0.4	0.11	0.01	0.01	0.49	0.24	0.06	0.11	0.570	0.365	36	0.01
	15	$\mu_i$	1.0	-0.7	2.34	0.64	0.41	12.32	2.45	2.39	1.18	2.930	1.196	-3886	2.36
		$\sigma_i$	0.7	0.9	0.20	0.06	0.04	0.68	0.97	0.08	0.10	0.612	0.282	105	0.03

pad12.6		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	2	$\mu_i$	4.6	0.7	1.78	0.33	0.30	20.60	3.47	2.59	0.94	2.271	3.220	-4287	2.48
		$\sigma_i$	0.6	0.2	0.03	0.01	0.01	1.28	0.21	0.12	0.07	0.120	0.547	5	0.01
	18	$\mu_i$	0.8	-0.3	2.11	0.48	0.29	18.05	2.55	2.41	1.12	2.881	1.027	-4067	2.43
		$\sigma_i$	0.5	0.6	0.16	0.04	0.04	1.88	0.28	0.14	0.28	0.726	0.260	86	0.02
G	0														
	19	$\mu_i$	0.7	-0.6	2.40	0.52	0.40	10.00	2.90	2.43	0.91	2.385	1.339	-4311	2.48
		$\sigma_i$	0.3	1.3	0.16	0.08	0.03	0.37	1.02	0.12	0.20	0.737	0.250	103	0.03
S	2	$\mu_i$	7.2	0.7	2.31	0.44	0.41	12.78	3.12	2.35	1.06	3.371	4.823	-4380	2.52
		$\sigma_i$	0.5	1.1	0.03	0.02	0.03	0.32	0.07	0.02	0.04	0.344	0.125	43	0.01
	18	$\mu_i$	1.0	-0.7	2.62	0.66	0.42	12.42	2.27	2.40	1.00	3.051	1.048	-4143	2.44
		$\sigma_i$	0.4	1.1	0.16	0.07	0.02	0.47	0.93	0.11	0.13	0.723	0.272	81	0.02

BC10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star \cdot \text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	14	$\mu_i$	8.5	0.8	1.23	0.36	0.34	21.76	2.91	2.47	1.09	3.540	3.640	-3689	2.32
		$\sigma_i$	1.3	1.3	0.12	0.04	0.06	1.79	0.65	0.07	0.10	1.035	0.625	78	0.02
	6	$\mu_i$	1.3	1.6	1.55	0.53	0.31	21.85	2.03	2.36	1.32	4.194	1.143	-3521	2.27
		$\sigma_i$	0.7	1.8	0.17	0.05	0.04	1.22	0.32	0.13	0.11	1.161	0.154	75	0.02
G	15	$\mu_i$	12.8	1.8	1.29	0.42	0.36	15.32	3.16	2.46	1.15	3.253	4.878	-3778	2.35
		$\sigma_i$	0.6	1.4	0.04	0.01	0.03	0.65	0.46	0.12	0.14	0.513	0.264	56	0.02
	5	$\mu_i$	0.6	2.1	1.51	0.66	0.36	14.29	2.63	2.64	0.81	3.714	1.018	-3700	2.32
		$\sigma_i$	0.3	1.9	0.12	0.06	0.01	1.26	1.31	0.18	0.28	0.351	0.158	38	0.01
S	12	$\mu_i$	12.5	2.6	1.42	0.47	0.41	18.37	3.72	2.36	1.25	3.762	4.463	-3633	2.31
		$\sigma_i$	1.0	0.8	0.09	0.02	0.03	1.31	0.75	0.08	0.11	0.782	0.345	35	0.01
	8	$\mu_i$	0.6	2.2	1.74	0.74	0.41	16.53	3.54	2.48	1.18	3.660	1.092	-3580	2.29
		$\sigma_i$	2.4	1.0	0.07	0.08	0.02	0.74	0.70	0.11	0.17	0.768	0.639	46	0.01

BC12		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		°	°	kpc	kpc	kpc	$\star, \text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	11	$\mu_i$	7.2	0.5	1.36	0.36	0.36	24.25	2.76	2.43	1.09	2.814	3.473	-3931	2.42
		$\sigma_i$	1.3	1.5	0.10	0.03	0.04	2.04	1.13	0.16	0.19	0.696	0.557	98	0.03
	9	$\mu_i$	0.7	-0.6	1.55	0.53	0.33	23.29	2.11	2.45	1.06	3.491	1.045	-3814	2.38
		$\sigma_i$	0.6	1.2	0.09	0.05	0.02	1.62	0.91	0.15	0.19	0.681	0.310	91	0.03
G	12	$\mu_i$	11.9	1.4	1.31	0.40	0.35	17.06	3.79	2.39	1.14	4.083	4.385	-4001	2.43
		$\sigma_i$	1.2	0.7	0.08	0.02	0.04	0.96	0.55	0.13	0.16	0.957	0.449	50	0.02
	8	$\mu_i$	0.4	1.1	1.58	0.62	0.36	15.39	3.40	2.36	1.10	3.668	1.108	-3857	2.39
		$\sigma_i$	0.3	0.8	0.11	0.05	0.03	0.94	0.61	0.12	0.18	0.715	0.153	67	0.02
S	12	$\mu_i$	11.2	1.6	1.52	0.46	0.43	19.23	3.91	2.42	1.12	3.555	4.517	-3847	2.38
		$\sigma_i$	0.7	0.7	0.05	0.02	0.02	0.82	0.88	0.06	0.09	0.610	0.300	36	0.01
	8	$\mu_i$	0.3	0.7	1.93	0.73	0.42	17.30	3.54	2.47	1.12	3.499	1.043	-3739	2.36
		$\sigma_i$	0.3	1.1	0.11	0.05	0.02	0.89	0.85	0.09	0.12	0.812	0.141	35	0.01

Plusieurs éléments ressortent de l'analyse de ces ajustements :

• **Dégénérescence :**

- La proportion des premier et second groupes varie selon la fonction de luminosité (FL) testée : tandis que les ajustements utilisant les FL de Padoue convergent en grande majorité vers le second (surtout pour l'âge de 12.6 milliards d'années (Ga)), les résultats obtenus avec celles de Bruzual & Charlot rejoignent principalement le premier, à près de 70% pour BC10 et 60% pour BC12.
- Sauf cas exceptionnels, le choix de la fonction de densité  $E$   $G$  ou  $S$  ne semble pas avoir d'influence sur la proportion des deux groupes.
- La vraisemblance et le  $\chi_r$  médians sont toujours meilleurs dans le deuxième groupe, mais l'écart s'amointrit pour les FL de Bruzual & Charlot.
- Outre  $\phi$ , d'autres paramètres sont affectés par la dégénérescence, principalement ceux en corrélation avec l'angle : les échelles de longueurs  $x_0$  et  $y_0$  sont plus courtes dans le groupe 1 ( $\phi > 3.5^\circ$ ). A contrario, le rayon de coupure  $R_c$  y est plus élevé, tout comme le coefficient  $C_\perp$ , qui passe de 4.5 dans le premier groupe à 1.2 en moyenne dans l'autre. Les valeurs des échelles du disque  $R_d$  et  $R_h$  varient également un peu en changeant de groupe, mais pas toujours dans le même sens, ce qui se traduira par une faible différence d'un groupe à l'autre dans les tableaux 6.2 et 6.3 de moyennage sur les fonctions de luminosité et de densité : c'est plus ici la grande dispersion sur ces paramètres qui joue.

• **Comparaisons entre FL et profils :**

- À âge identique ou proche, les FL de Bruzual & Charlot sont meilleures que celles de Padoue.
- Pour un même modèle de fonction de luminosité (Padoue ou Bruzual & Charlot), les plus jeunes donnent de meilleurs résultats que leurs homologues plus anciennes.
- La fonction  $E$  aboutit à une vraisemblance soit plus grande soit analogue à  $S$  ; le profil  $G$  est le plus mauvais.

• **Influence des FL et profils sur les paramètres :**

Cet alinéa traitant des comparaisons et moyennages sur des valeurs associées à des fonctions de densité ou de luminosité différentes, nous remplaçons  $x_0$   $y_0$   $z_0$  et  $\rho_0$  par les paramètres dérivés (voir 4.2.2) :  $\hat{x}_0$  (distance sur l'axe principal du bulbe pour laquelle la densité sans coupure vaut 36.8% de sa valeur au centre),  $r_y$  et  $r_z$  (rapports d'axes) et  $N_{\text{tot}}$  (nombre total d'étoiles du bulbe externe). Les moyennes délivrées en 6.2 et 6.3, ont été déduites des 5 (somme sur les FL) ou 3 (somme sur les profils) médianes  $\mu_i$  du tableau 6.1, et non sur les  $5 \times m \times 20$  ou  $3 \times m \times 20$  meilleures valeurs, car ce mode de calcul me semblait plus équitable vis à vis des différentes fonctions. Les poids associés à chaque valeur  $\mu_i$  sont égaux, à la normalisation près, à  $\frac{N_i}{\sigma_i} \exp(-1.5 \frac{L_i - L_1}{L_m - L_1})$ , où  $N_i$   $\sigma_i$  et  $L_i$ , désignent respectivement le nombre d'ajustements composant le groupe, la dispersion et la vraisemblance médiane, tous trois tablés en 6.1, et  $L_1$  et  $L_m$  représentent les valeurs maximale et minimale sur les 5 ou 3 vraisemblances.

- Le tableau 6.2 explicite, pour chaque fonction de luminosité, les moyennes sur les fonctions de densité  $E$   $G$   $S$ . Concernant le premier groupe, on constate que les valeurs de  $\phi$  et les rapports d'axes  $r_y$  et  $r_z$  diminuent avec l'âge, tandis que l'effectif total  $N_{\text{tot}}$  et l'échelle dérivée  $\hat{x}_0$  augmentent. Le rayon de coupure  $R_c$ , lui, se raccourcit avec l'âge dans le cas de Padoue, et se rallonge dans celui de Bruzual & Charlot. Les échelles de longueur du disque mince  $R_d$  et  $R_h$  varient assez peu d'un groupe ou d'une FL à l'autre.
- Le tableau 6.3 explicite, pour chaque profil de densité, les moyennes sur les fonctions de densité  $E$   $G$   $S$ . Les tendances sur les valeurs du premier groupe sont les suivantes : les 3 fonctions n'obtiennent pas les mêmes valeurs de  $\phi$  : le minimum ( $7.3^\circ$ ) est atteint avec  $E$ , et le maximum ( $12.6^\circ$ ) avec  $G$ . On trouve des variations identiques pour les rapports d'axe, et complètement opposées pour l'effectif total  $N_{\text{tot}}$ .

TAB. 6.2 – Moyennes pondérées des 3 médianes  $\mu_i$  tabléés en 6.1, une par fonction  $E G S$ . Chaque double-ligne est associé à une fonction de luminosité, sauf la dernière où il s'agit de la moyenne globale sur les  $5 \times 3 \mu_i$ . Les première et deuxième lignes de chaque couple correspondent aux premier ( $\phi > 3.5^\circ$ ) et second groupes d'ajustements.

FL	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	$^\circ$	$^\circ$	kpc			$10^{10} \star$	kpc	kpc	kpc		
pad7.9	8.2	0.4	1.61	0.24	0.22	6.23	4.00	2.41	1.13	2.977	4.568
	0.7	-0.1	1.82	0.28	0.17	5.51	3.09	2.45	1.12	2.921	1.112
pad10	7.8	0.3	1.77	0.21	0.20	6.66	3.59	2.36	1.23	2.102	4.350
	1.1	-0.5	1.98	0.26	0.18	5.77	3.09	2.40	1.17	2.909	1.237
pad12.6	5.3	0.7	1.89	0.18	0.17	6.78	3.23	2.37	0.99	2.300	4.517
	0.9	-0.4	2.44	0.23	0.15	6.22	2.54	2.41	1.02	2.878	1.077
BC10	11.9	2.2	1.60	0.31	0.29	7.30	3.29	2.41	1.17	3.558	4.483
	1.0	2.0	1.83	0.37	0.23	6.27	2.26	2.43	1.27	3.791	1.123
BC12	10.9	1.5	1.62	0.30	0.28	8.50	3.71	2.42	1.12	3.424	4.405
	0.3	0.5	1.87	0.37	0.22	7.73	3.21	2.46	1.11	3.522	1.053
moy.	10.3	0.9	1.70	0.27	0.23	7.22	3.38	2.40	1.14	2.924	4.535
	0.7	0.0	1.98	0.29	0.19	5.97	2.77	2.42	1.14	3.100	1.120

TAB. 6.3 – Moyennes pondérées des 5 médianes  $\mu_i$  de 6.1, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2.

profil	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	$^\circ$	$^\circ$	kpc			$10^{10} \star$	kpc	kpc	kpc		
$E$	7.3	0.5	1.41	0.25	0.21	6.88	3.41	2.46	1.11	2.416	3.640
	0.9	-0.1	1.68	0.29	0.17	6.14	2.66	2.42	1.24	2.997	1.107
$G$	12.6	1.0	1.83	0.31	0.27	6.84	3.35	2.43	1.13	3.325	4.798
	0.6	0.4	2.58	0.30	0.19	6.21	3.05	2.40	1.08	3.362	1.118
$S$	9.9	1.4	1.73	0.29	0.26	7.08	3.36	2.37	1.17	3.365	4.554
	0.6	0.4	2.06	0.31	0.20	5.72	2.96	2.45	1.12	3.049	1.128
moy.	10.3	0.9	1.70	0.27	0.23	7.22	3.38	2.40	1.14	2.924	4.535
	0.7	0.0	1.98	0.29	0.19	5.97	2.77	2.42	1.14	3.100	1.120



## 6.1.2 Mauvaises fenêtres

La figure 6.2 juxtapose les cartes de moyennes de résidus normalisés et de  $\chi_r$  par groupe de fenêtres pour les 5 fonctions de luminosité, moyennés sur les 3 profils de densité  $E G S$ , la carte ne variant quasiment pas de l'un à l'autre.

Si la plupart des fenêtres semblent montrer une convergence correcte, on constate que deux blocs se dégagent :

- Les champs les plus centraux (à  $|l| \leq 1^\circ$  entre  $b=-2.5^\circ$  et  $b=+1.5^\circ$ ) présentent un fort déficit du modèle (rouge).
- Un ensemble de fenêtres, situé dans les longitudes les plus positives et les latitudes négatives ou presque nulles, montre un excès du modèle (bleu).

### Bloc rouge

Intéressons-nous dans un premier temps uniquement aux fenêtres centrales montrant un déficit du modèle, que l'on nommera *bloc rouge*. Cet ensemble, présenté dans la figure 6.1, compris entre les longitudes  $\pm 1^\circ$  et les latitudes  $-2.5^\circ$  et  $+1.5^\circ$ , et composé de 10 singletons<sup>1</sup> de fenêtres, a été arbitrairement constitué selon deux critères :

- Le champ présente un déficit du modèle.
- La vraisemblance de la fenêtre est plus mauvaise que -75, alors que la valeur moyenne sur les 88 groupes est d'environ -30 à -40.

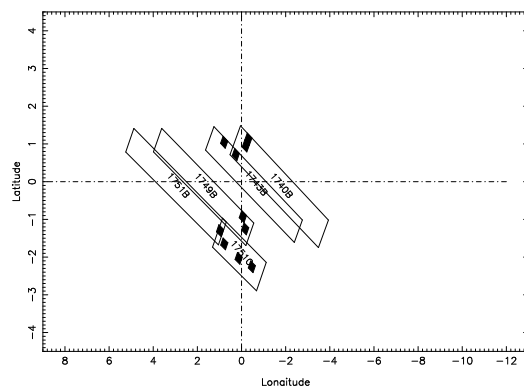
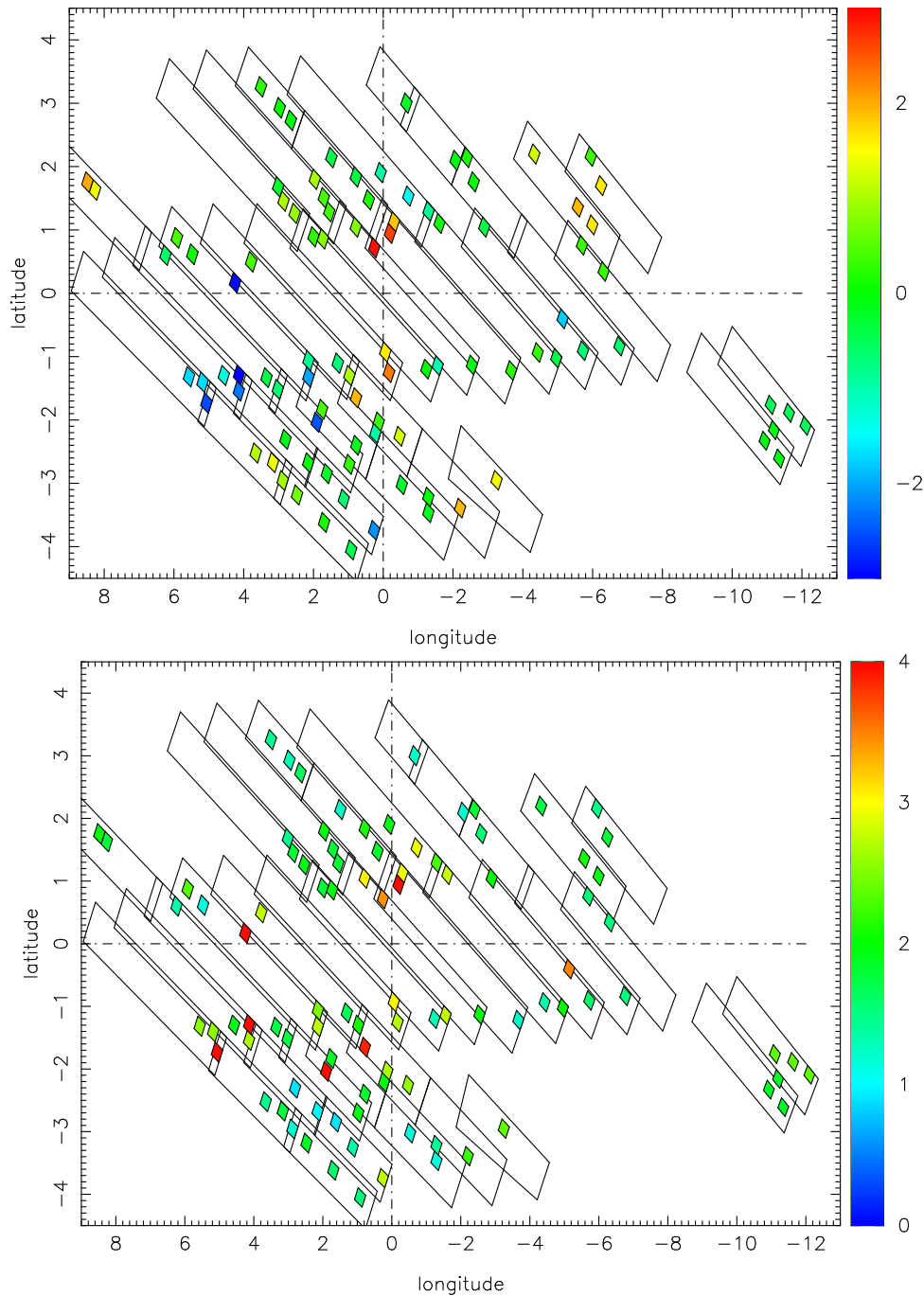
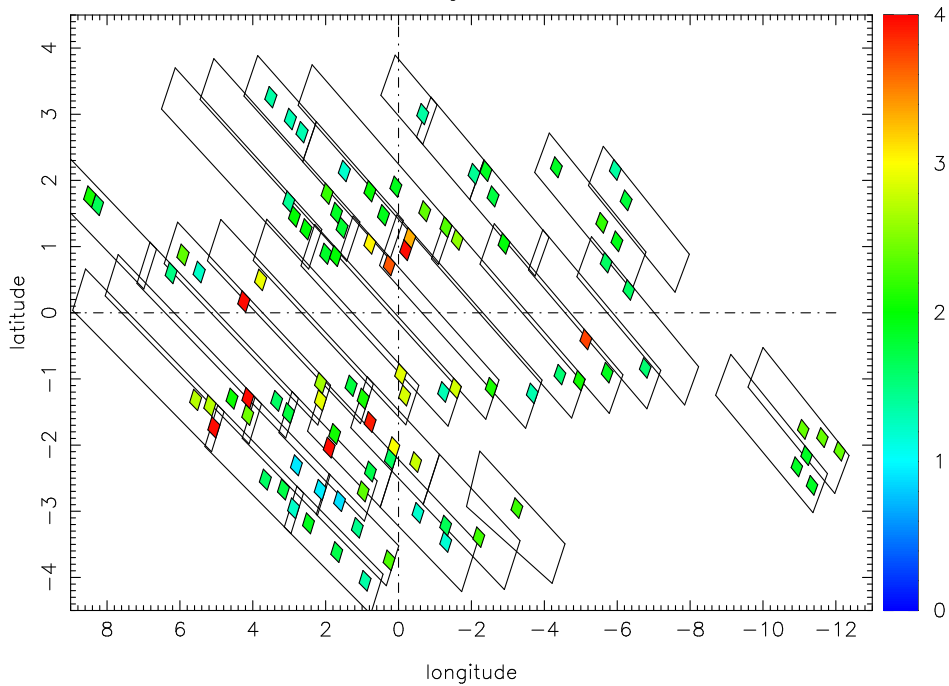
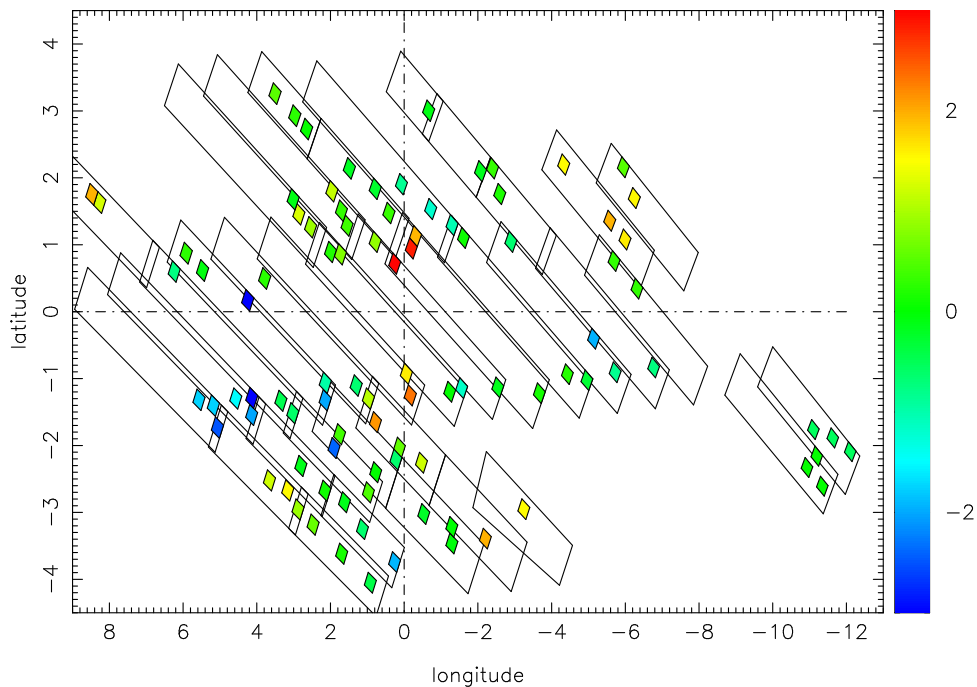


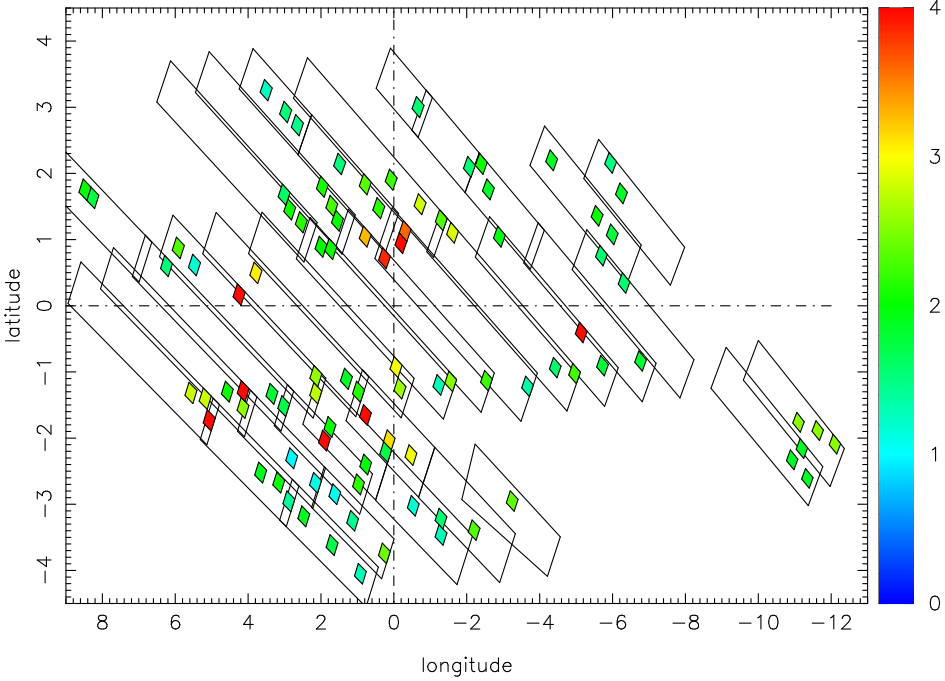
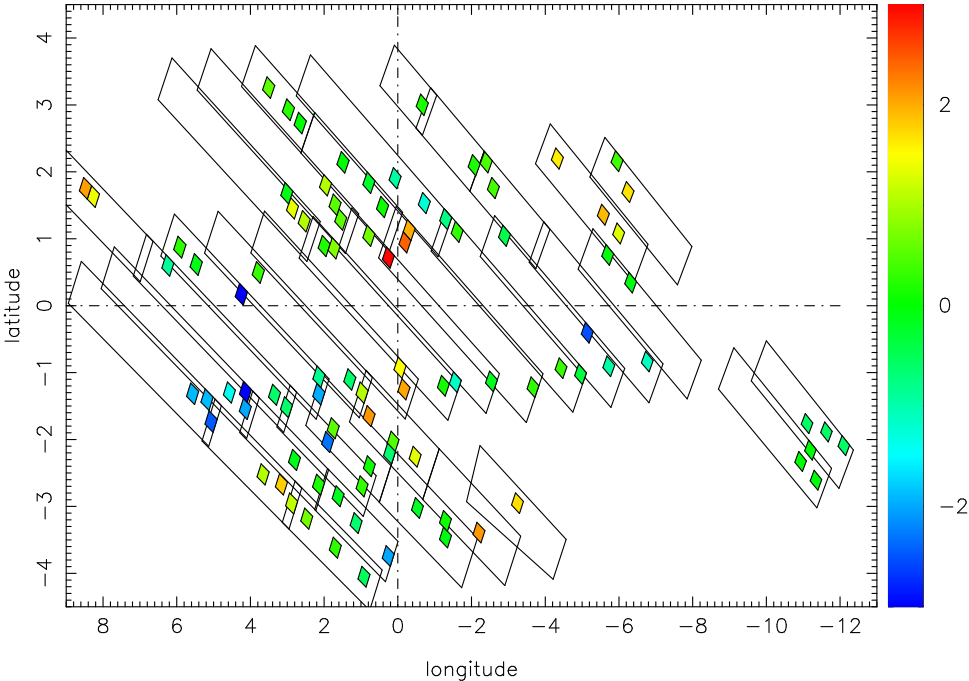
FIG. 6.1 – Bloc rouge. Il est composé de 10 fenêtres centrales, dont voici les noms : 1740B 1,2 ; 1743B 1,2 ; 1749B 1,2 ; 1751B 1 ; 1751C 1,2,3.

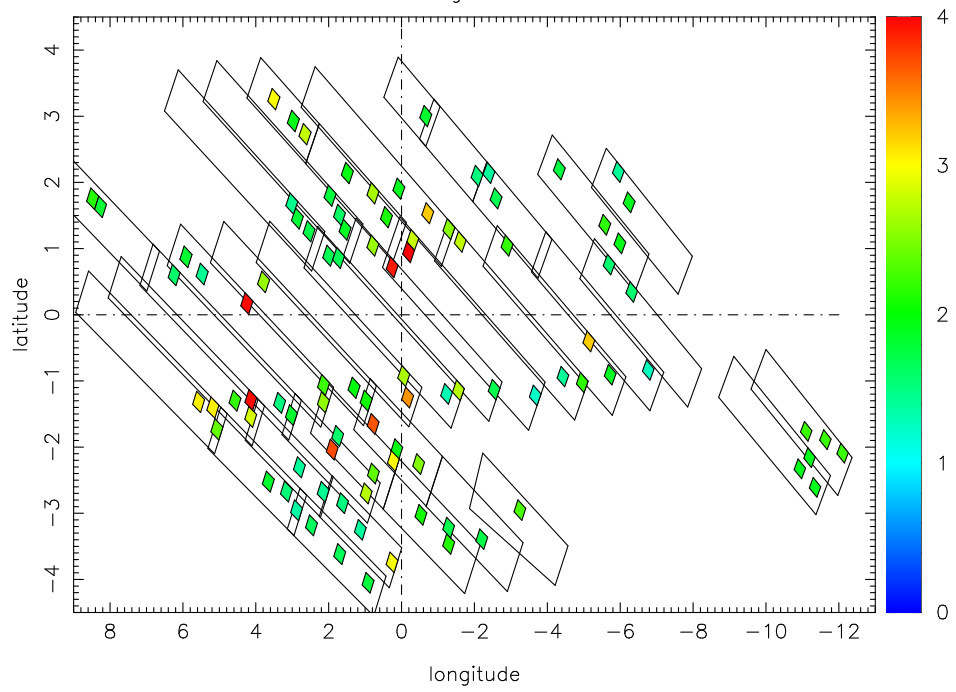
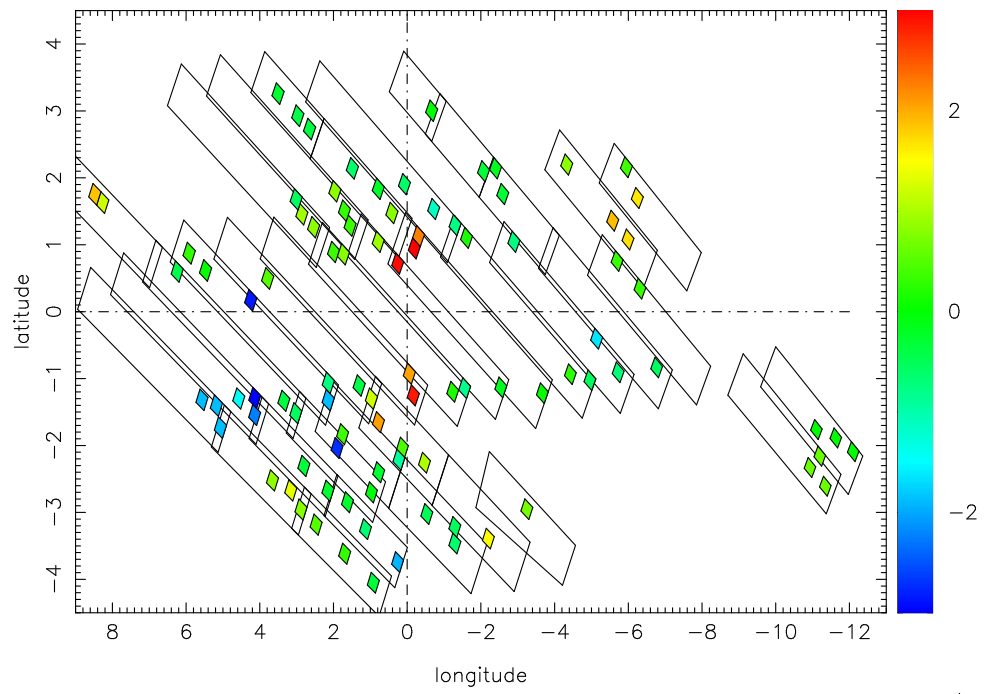
<sup>1</sup>On se rappelle que pour des raisons de faibles comptages, les 94 fenêtres ont été regroupées en 88 singletons, paires ou triplets.

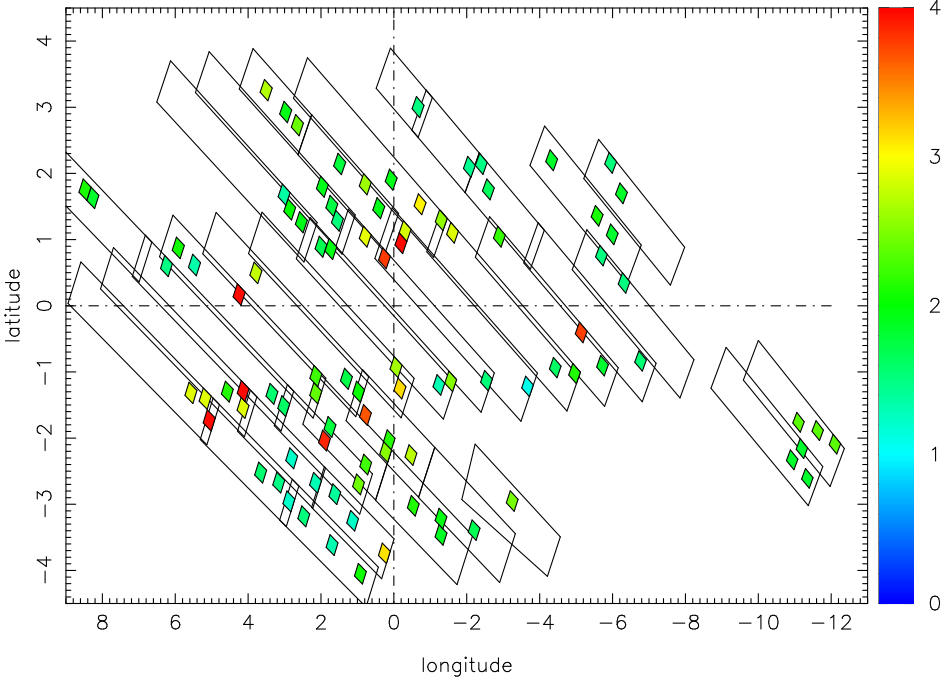
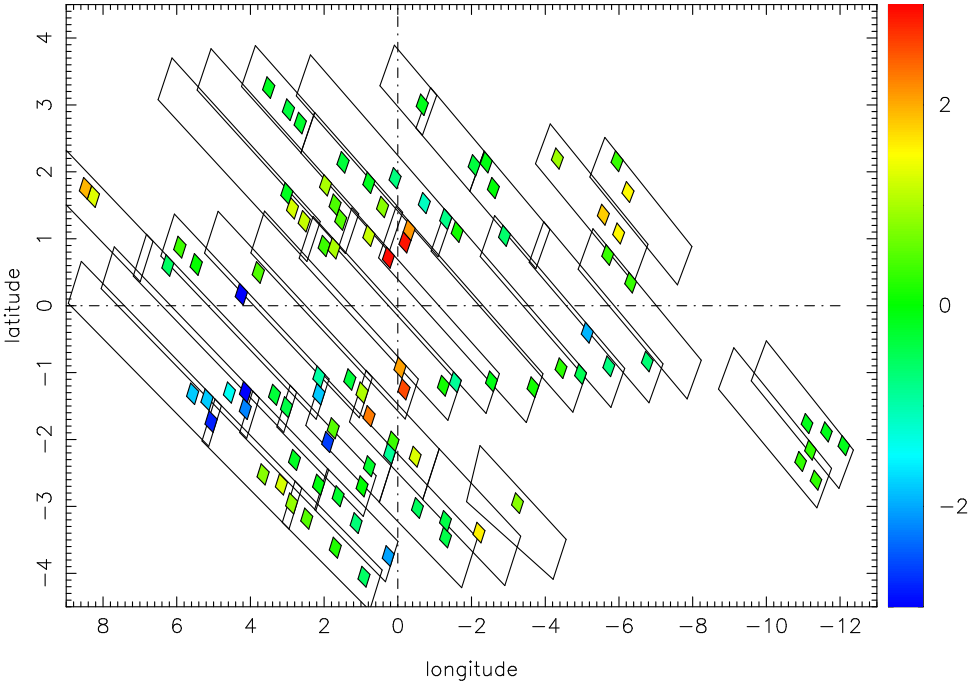
FIG. 6.2 – Cartes de moyennes de résidus normalisés (en haut) et de  $\chi_r$  par fenêtres. Les champs appartenant à une même paire ou un même triplet de fenêtres sont teintés d'une couleur identique. De la première à la dernière page, les cartes pour les fonctions de luminosité du bulbe pad7.9, pad10, pad12, BC10 et BC12. Pour les cartes de résidus, le rouge correspond à un déficit du modèle. Les moyennes de résidus et  $\chi_r$  par fenêtre ont été déterminées en prenant en compte tous les ajustements (aucune dichotomie entre premier et second groupes) et en moyennant sur les profils de densité *E G S*. Les formules des moyennes de résidus normalisés et du  $\chi_r$  par fenêtre sont explicitées dans la partie 5.3.











Les 10 champs composant le bloc rouge contribuent à près de 25% de la vraisemblance globale (valeur calculée en moyennant sur les 3 profils de densité et les 5 fonctions de luminosité). Cette forte proportion peut expliquer les résultats du premier lot. En effet, on imagine aisément que la variation de la vraisemblance soit parfois dominée par son comportement sur ces fenêtres. Dès lors, cherchant à combler le déficit des simulations dans ces directions centrales, les ajustements tendent à faire confondre l'axe principal du bulbe externe avec la direction Soleil - centre. Ce qui aboutit à la convergence d'un certain nombre d'ajustements vers une valeur proche de  $0^\circ$  pour  $\phi$ . Et ce qui explique aussi le fait que ces ajustements-là, qui satisfont le plus le bloc rouge, obtiennent une vraisemblance meilleure que les autres.

Le différent comportement des profils  $E$ ,  $G$  et  $S$  trouve là également une justification : si on regarde les graphiques 4.4 et 4.3, on voit que c'est la fonction  $E$  qui donne le moins d'étoiles au centre, et la fonction  $G$  qui en donne le plus. Moins un profil fournit d'étoiles au centre, plus l'ajustement a tendance à diminuer l'angle  $\phi$  pour combler le manque. C'est ce qu'on retrouve dans le tableau 6.3.

Cherchons maintenant une explication physique à ce manque d'étoiles des simulations pour les fenêtres du bloc rouge.

On se souvient (cf. 1.3.1) que la région la plus centrale de la Galaxie abrite probablement une population stellaire, le bulbe interne, distincte du bulbe externe. La cause du grand déficit dans le modèle peut être la non prise en compte de cette autre population stellaire. À noter également que ces champs sont parmi les plus éteints. Cela ne les empêche pas d'être parmi les plus peuplés, mais rend plus difficile la détermination de l'extinction. Toutefois, si ces champs ont été gardés pour l'étude, c'est que les histogrammes en J-K<sub>s</sub> paraissaient corrects.

J'ai choisi de lancer un deuxième lot d'ajustements en ôtant des 94 champs de départ les 10 fenêtres du bloc rouge. Les directions présentant un excès du modèle, et une vraisemblance également très mauvaise, ont elles été gardées.

## 6.2 Deuxième lot d'ajustements

### 6.2.1 Meilleurs paramètres

Les tableaux 6.4 énumèrent les meilleures valeurs issues du deuxième lot d'ajustements. La dégénérescence subsistant, la séparation en deux groupes est toujours de mise. Toutefois, l'extraction des champs centraux aidant, la

valeur moyenne des petits  $\phi$  s'éloigne plus de  $0^\circ$  qu'auparavant. C'est pourquoi une nouvelle ligne de partage des ajustements a été adoptée :  $\phi=4^\circ$ . Dans le cas des ajustements avec la fonction  $E$ , la séparation n'est pas évidente, les valeurs des deux groupes restant assez proches.

Si la dégénérescence a survécu à l'élimination du bloc rouge, elle a faibli : dans le cas des FL de Padoue, les groupes s'équilibrent pour 2 profils sur 3, et l'écart entre leurs vraisemblances et  $\chi_r$  respectifs se réduit, s'annulant presque pour l'âge de 7.9 Ga ; concernant les fonctions de luminosité de Bruzual & Charlot, le deuxième groupe disparaît quasiment. Preuve que les fenêtres composant le bloc rouge avaient une grande part de responsabilité dans l'attraction de  $\phi$  vers  $0^\circ$ . Mais preuve aussi qu'elles ne sont pas les seules. Le bulbe interne doit s'étendre aux fenêtres avoisinantes, qui pouvaient présenter un léger déficit du modèle, mais avec une vraisemblance pas assez catastrophique pour mériter l'exclusion.

L'amélioration de la vraisemblance environne les 30%, ce qui dépasse légèrement les 25% accaparés par le bloc rouge dans les ajustements du premier lot.

La *hiérarchie* entre les fonctions demeure : les jeunes bulbes restent meilleurs que les autres, les FL de Bruzual & Charlot préférables à celles de Padoue, et les profils de densité  $E$  et  $S$  ont toujours de plus grandes vraisemblances que  $G$ .

Concernant les meilleurs paramètres, on constate qu'en général, les valeurs de  $\phi$  des deux groupes se resserrent : comme je l'ai déjà évoqué, les valeurs du deuxième groupe s'éloignent de  $0^\circ$ , et celles du premier diminuent. Mais, mis à part les ajustements avec  $E$  dans les FL de Padoue les plus vieilles, l'écart entre les deux groupes reste important.



pad7.9		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		°	°	kpc	kpc	kpc	*.pc <sup>-3</sup>	kpc	kpc	kpc					
E	7	$\mu_i$	6.0	0.3	1.44	0.38	0.32	16.90	4.24	2.41	1.35	2.867	2.931	-2634	2.11
		$\sigma_i$	1.4	1.3	0.12	0.04	0.02	0.84	0.49	0.11	0.13	0.711	0.877	35	0.02
	11	$\mu_i$	2.1	0.2	1.62	0.50	0.30	16.66	3.42	2.50	1.34	3.085	1.259	-2621	2.11
		$\sigma_i$	0.5	0.8	0.11	0.04	0.03	0.90	0.48	0.12	0.12	0.627	0.193	24	0.01
G	10	$\mu_i$	9.3	-0.7	1.73	0.46	0.39	8.82	3.32	2.40	1.23	3.554	3.974	-2782	2.17
		$\sigma_i$	1.3	0.4	0.10	0.02	0.02	0.43	0.68	0.12	0.12	0.613	0.456	25	0.01
	9	$\mu_i$	1.6	-0.2	2.16	0.60	0.39	8.08	2.96	2.50	1.25	2.782	1.439	-2710	2.14
		$\sigma_i$	0.7	0.7	0.23	0.08	0.07	0.61	0.78	0.16	0.23	0.724	0.309	71	0.03
S	13	$\mu_i$	8.7	0.2	2.07	0.53	0.46	9.90	3.48	2.41	1.34	3.367	3.990	-2666	2.13
		$\sigma_i$	1.2	0.5	0.11	0.02	0.02	0.54	0.57	0.13	0.13	0.559	0.695	23	0.01
	4	$\mu_i$	2.0	-0.2	2.37	0.71	0.46	9.60	3.65	2.54	1.26	2.821	1.375	-2635	2.12
		$\sigma_i$	0.3	0.5	0.05	0.02	0.02	0.39	0.19	0.06	0.06	0.833	0.031	3	0.01

TAB. 6.4 – Résultats du deuxième lot d'ajustement. La structure des tableaux est identique à celle de 6.1. Cependant, la frontière entre les deux groupes diffère, passant de  $\phi=3.5^\circ$  (premier lot) à  $\phi=4^\circ$ .

pad10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	6	$\mu_i$	5.5	0.6	1.59	0.37	0.32	18.00	3.93	2.42	1.37	2.343	3.062	-2753	2.15
		$\sigma_i$	0.6	0.4	0.03	0.01	0.02	0.61	0.10	0.12	0.15	0.312	0.453	15	0.01
	14	$\mu_i$	1.8	-0.2	1.82	0.47	0.31	17.47	2.98	2.41	1.40	2.778	1.177	-2702	2.14
		$\sigma_i$	0.8	0.6	0.14	0.05	0.03	1.71	0.43	0.10	0.12	0.780	0.442	52	0.02
G	10	$\mu_i$	6.8	-0.1	2.06	0.48	0.41	8.62	3.19	2.40	1.29	2.675	3.885	-2905	2.21
		$\sigma_i$	1.7	1.3	0.23	0.03	0.08	1.00	0.71	0.07	0.08	0.938	0.647	92	0.04
	10	$\mu_i$	1.3	-0.7	2.24	0.62	0.40	8.42	2.70	2.44	1.30	2.999	1.306	-2781	2.17
		$\sigma_i$	0.4	0.9	0.10	0.07	0.02	0.27	0.46	0.15	0.21	0.395	0.265	42	0.01
S	9	$\mu_i$	6.4	0.1	2.19	0.56	0.48	10.42	3.14	2.40	1.26	2.606	3.191	-2860	2.19
		$\sigma_i$	1.7	1.3	0.19	0.03	0.04	0.70	1.03	0.10	0.18	0.771	0.749	53	0.02
	11	$\sigma_i$	1.9	-0.9	2.37	0.69	0.46	10.73	2.37	2.42	1.26	3.065	1.337	-2735	2.16
		$\sigma_i$	0.4	0.8	0.20	0.05	0.03	0.64	0.94	0.11	0.14	0.582	0.145	64	0.02

pad12.6		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		°	°	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	8	$\mu_i$	4.4	0.4	1.91	0.39	0.33	17.54	3.11	2.42	1.26	2.333	2.773	-3009	2.24
		$\sigma_i$	1.1	0.5	0.17	0.03	0.02	1.36	0.71	0.11	0.12	0.442	0.860	20	0.01
	12	$\mu_i$	1.7	-0.1	2.03	0.50	0.31	17.46	2.70	2.44	1.25	2.741	1.217	-2910	2.21
		$\sigma_i$	0.5	0.9	0.24	0.06	0.04	1.65	0.36	0.13	0.21	0.877	0.249	49	0.02
G	4	$\mu_i$	7.8	-2.3	1.89	0.44	0.40	9.80	4.18	2.40	0.92	3.332	4.832	-3289	2.33
		$\sigma_i$	1.0	1.3	0.14	0.02	0.02	0.76	0.61	0.17	0.38	0.332	0.702	90	0.04
	16	$\mu_i$	1.1	-0.5	2.41	0.62	0.41	8.87	3.23	2.41	1.19	2.665	1.319	-2986	2.24
		$\sigma_i$	0.5	1.4	0.14	0.07	0.02	0.60	0.80	0.09	0.18	0.935	0.256	67	0.02
S	10	$\mu_i$	6.2	-0.1	2.59	0.55	0.48	10.31	3.16	2.42	1.23	2.516	3.690	-3059	2.26
		$\sigma_i$	1.6	0.4	0.17	0.03	0.03	0.40	0.91	0.09	0.08	1.125	0.969	33	0.01
	10	$\mu_i$	1.7	-0.5	2.77	0.71	0.47	10.47	2.00	2.36	1.30	2.893	1.275	-2945	2.22
		$\sigma_i$	0.3	0.9	0.09	0.04	0.02	0.55	0.50	0.11	0.12	0.459	0.188	35	0.01

BC10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	20	$\mu_i$	8.7	1.6	1.18	0.40	0.34	22.80	2.94	2.48	1.31	3.103	3.537	-2602	2.09
		$\sigma_i$	1.4	1.6	0.10	0.04	0.03	2.09	1.11	0.11	0.13	0.777	0.626	41	0.02
	0														
G	19	$\mu_i$	11.2	1.0	1.39	0.48	0.39	12.44	3.40	2.53	1.23	3.369	4.383	-2680	2.12
		$\sigma_i$	1.8	0.9	0.07	0.02	0.02	0.85	0.70	0.13	0.16	0.587	0.621	33	0.02
	1	$\mu_i$	1.7	1.4	1.48	0.59	0.37	11.88	2.49	2.36	1.32	4.437	1.464	-2744	2.15
		$\sigma_i$	0.2	0.2	0.01	0.01	0.01	0.09	0.06	0.02	0.03	0.197	0.020	1.	0.00
S	20	$\mu_i$	11.4	1.5	1.60	0.55	0.46	14.17	3.66	2.54	1.31	3.534	4.226	-2602	2.10
		$\sigma_i$	1.4	0.5	0.09	0.02	0.03	0.78	0.44	0.12	0.13	0.641	0.606	25	0.01
	0														



TAB. 6.5 – Moyennes pondérées des 3 médianes  $\mu_i$  tabléés en 6.4, une par fonction  $E G S$ . La structure du tableau est analogue à celle de 6.2.

FL	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	°	°	kpc			$10^{10}\star$	kpc	kpc	kpc		
pad7.9	7.8	0.0	1.96	0.26	0.22	6.48	3.82	2.41	1.33	3.247	3.734
	2.0	0.0	2.10	0.30	0.19	6.25	3.55	2.52	1.30	3.020	1.366
pad10	5.6	0.6	1.60	0.23	0.20	7.41	3.92	2.41	1.32	2.375	3.189
	1.8	-0.4	2.07	0.28	0.18	6.29	2.90	2.41	1.37	2.927	1.304
pad12.6	5.2	0.1	2.31	0.21	0.18	7.34	3.22	2.42	1.24	2.500	3.312
	1.6	-0.2	2.80	0.25	0.16	6.24	2.60	2.41	1.26	2.817	1.252
BC10	10.1	1.5	1.53	0.34	0.29	8.02	3.55	2.51	1.30	3.361	3.939
	groupe vide										
BC12	9.8	0.4	1.72	0.33	0.28	9.04	3.74	2.42	1.34	3.674	4.180
	1.9	-0.9	1.32	0.38	0.24	9.39	2.56	2.39	1.29	4.614	1.282
moy.	8.7	0.5	1.70	0.30	0.25	8.24	3.77	2.45	1.30	3.219	3.909
	1.8	0.0	1.89	0.31	0.20	7.71	2.82	2.42	1.30	4.090	1.354

TAB. 6.6 – Moyennes pondérées des 5 médianes  $\mu_i$  de 6.4, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2.

profil	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	°	°	kpc			$10^{10}\star$	kpc	kpc	kpc		
$E$	6.9	0.6	1.44	0.29	0.26	8.04	3.91	2.46	1.32	2.825	3.431
	2.0	-0.2	1.44	0.30	0.22	8.19	2.76	2.41	1.32	4.344	1.277
$G$	10.1	0.0	2.04	0.31	0.26	7.41	3.31	2.44	1.27	3.352	4.118
	1.4	0.4	2.22	0.36	0.20	6.45	2.58	2.39	1.30	3.358	1.436
$S$	10.0	0.8	1.84	0.30	0.26	7.24	3.63	2.46	1.31	3.524	4.165
	1.9	-0.5	2.64	0.30	0.19	6.46	3.46	2.49	1.26	2.976	1.371
moy.	8.7	0.5	1.70	0.30	0.25	8.24	3.77	2.45	1.30	3.219	3.909
	1.8	0.0	1.89	0.31	0.20	7.71	2.82	2.42	1.30	4.090	1.354

Examinons à présent les tableaux 6.5 et 6.6 de moyennes des 11 paramètres (dérivés pour 4 d'entre eux) sur les fonctions de densité et de luminosité. On remarque que le gros des tendances observées lors du premier lot d'ajustements se retrouve, mais quelques disgressions apparaissent : par exemple, les variations de  $\hat{x}_0$  et  $N_{\text{tot}}$  suivant la FL n'est plus aussi claire.

En comparant les moyennes globales des deux premiers lots d'ajustements, on déduit tout d'abord ce que j'évoquais au début de cette section :  $\phi$  diminue dans le premier groupe et augmente dans le second. L'échelle dérivée  $\hat{x}_0$ , elle, stagne. La plupart des autres valeurs augmentent, notamment  $R_c$  (et donc  $N_{\text{tot}}$ ), ainsi que l'échelle de longueur du trou du disque  $R_h$ , paramètre sur lequel devaient peser les fenêtres centrales ôtées.

### 6.2.2 Mauvaises fenêtres restantes

À regarder les cartes de la figure 6.4, on constate que les fenêtres bleues apparues lors du premier lot d'ajustements n'ont pas changé de couleur.

À l'instar de ce qui a été fait pour le bloc rouge, j'ai alors extrait parmi les 84 fenêtres restantes un *bloc bleu*, selon les critères suivants :

- Le champ montre un excès du modèle
- La vraisemblance de la fenêtre est plus mauvaise que -60.

Le bloc bleu, présenté dans la figure 6.3, est composé d'une paire et de 6 singletons de fenêtres, situées entre les longitudes  $2^\circ$  et  $6^\circ$  et les latitudes  $-2^\circ$  et  $0.3^\circ$ . Ces 8 fenêtres contribuent à 27.5% de la vraisemblance globale.

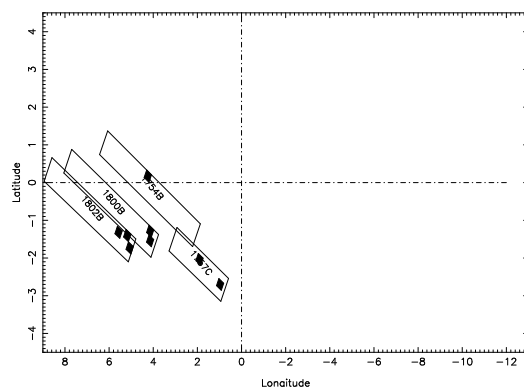
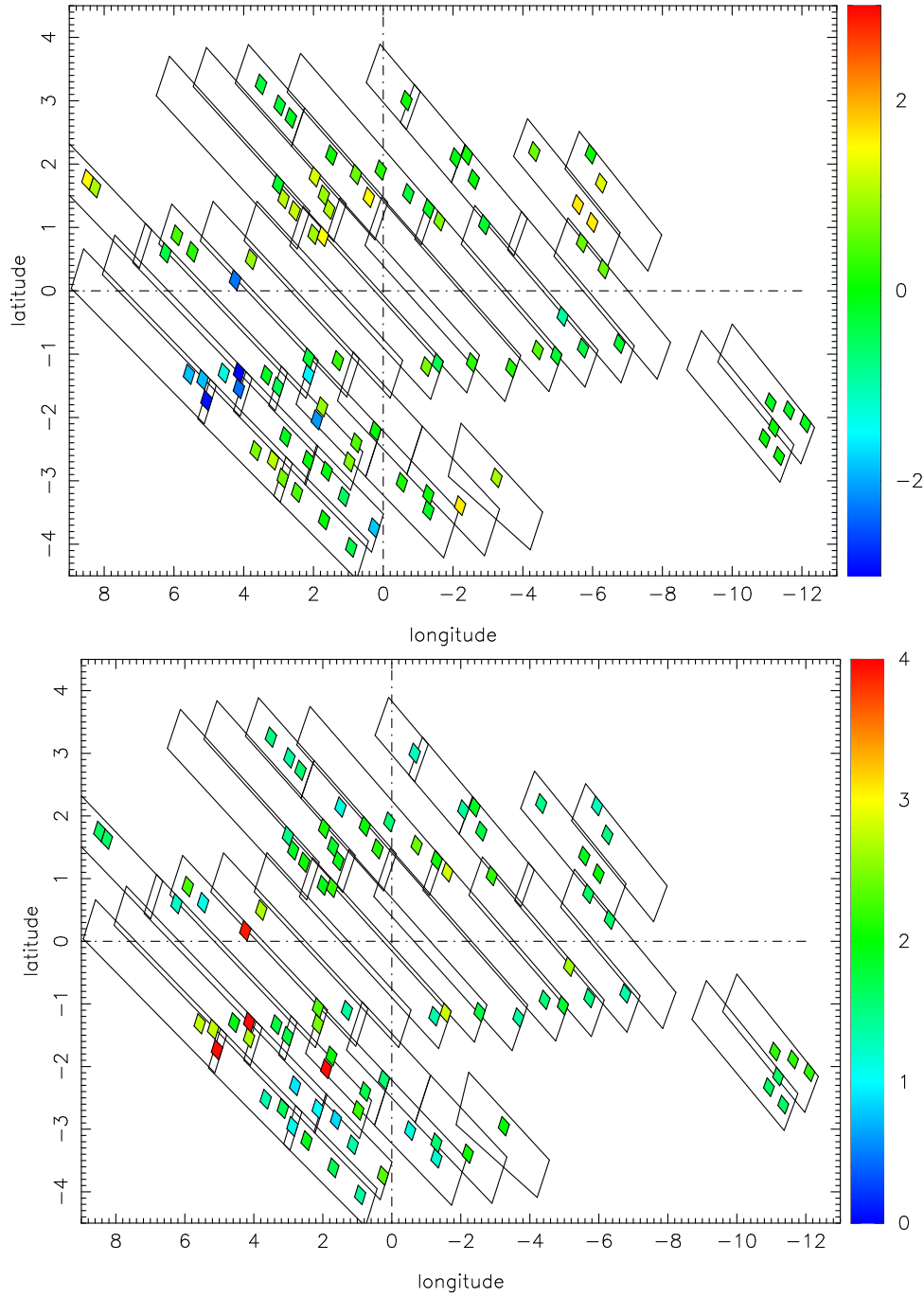
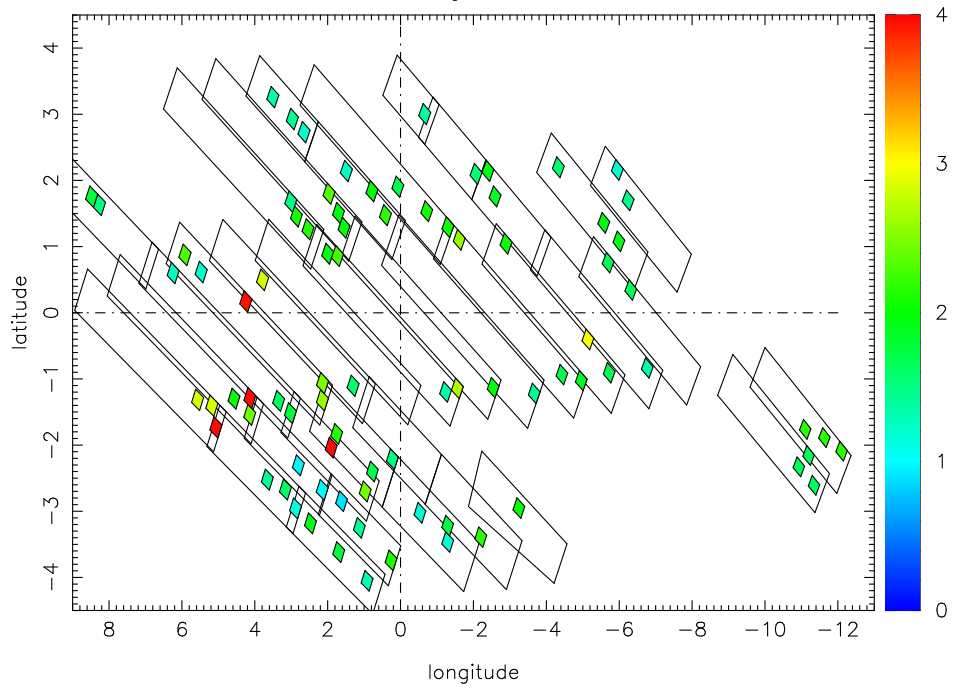
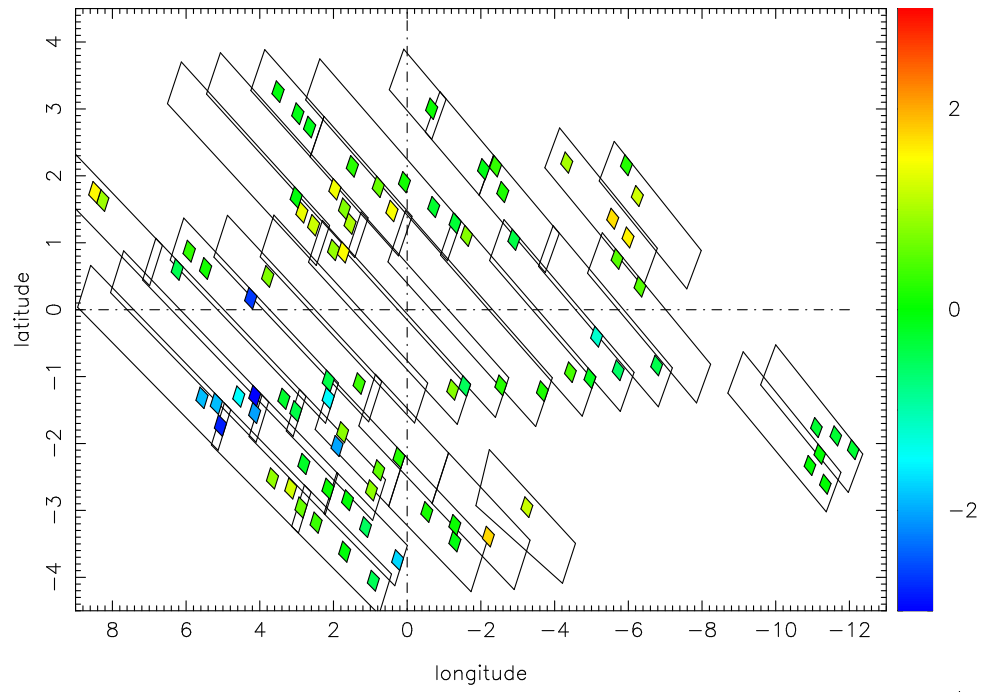


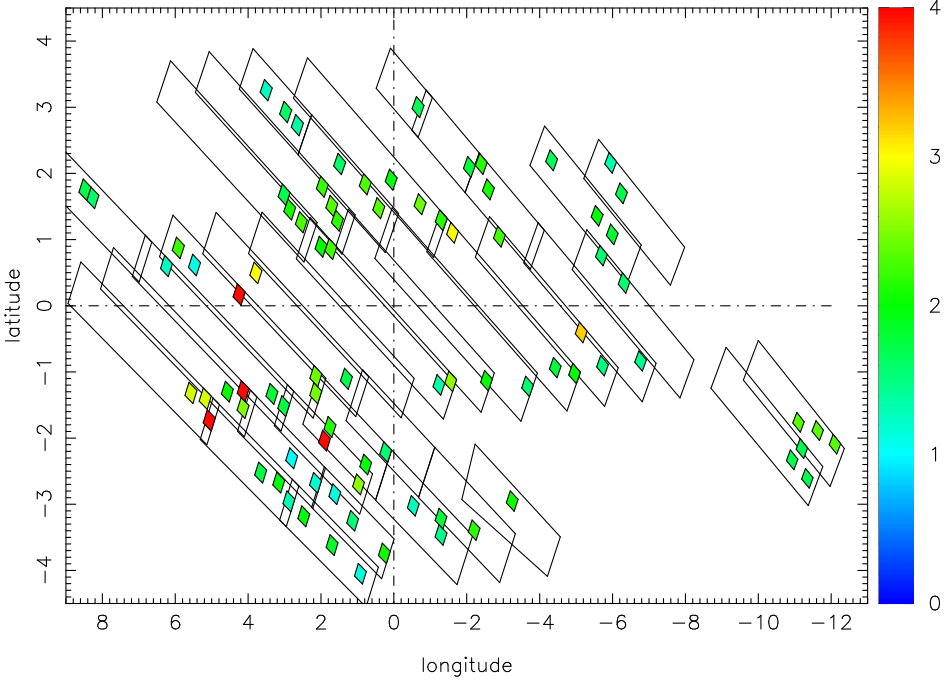
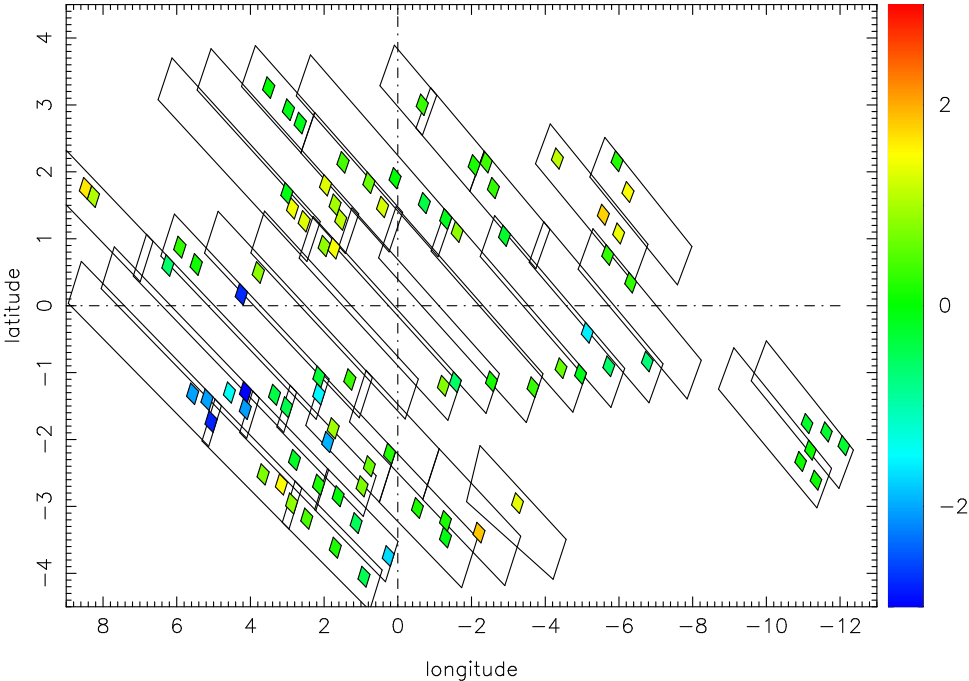
FIG. 6.3 – Bloc bleu. Il se compose de la paire de fenêtres 1802B 2,3 et des 6 singletons : 1754B 3, 1757C 1 et 2, 1800B 1 et 2, 1802B 1.

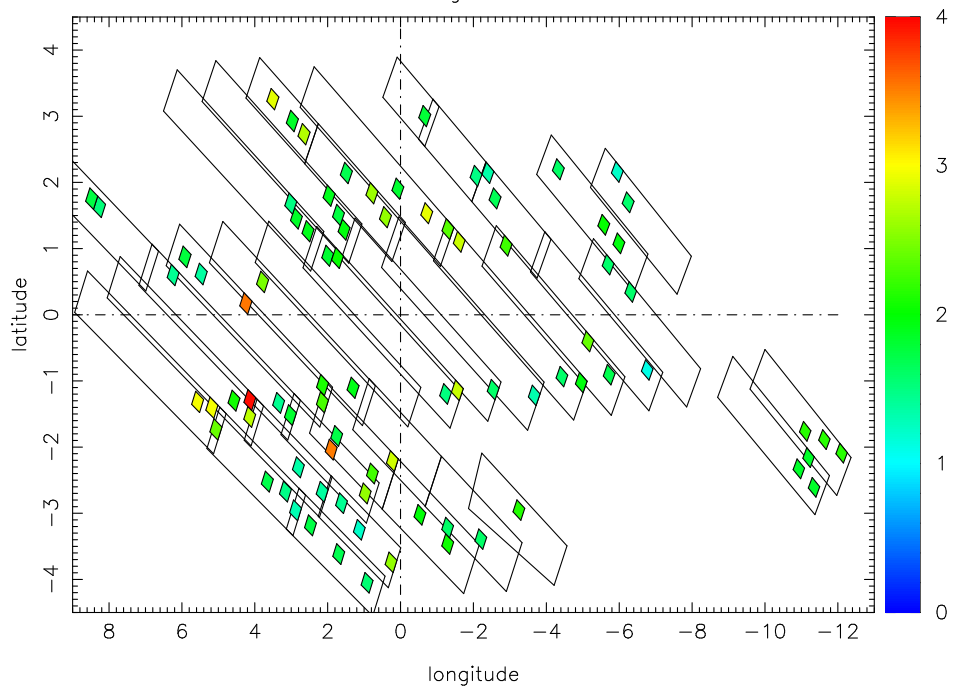
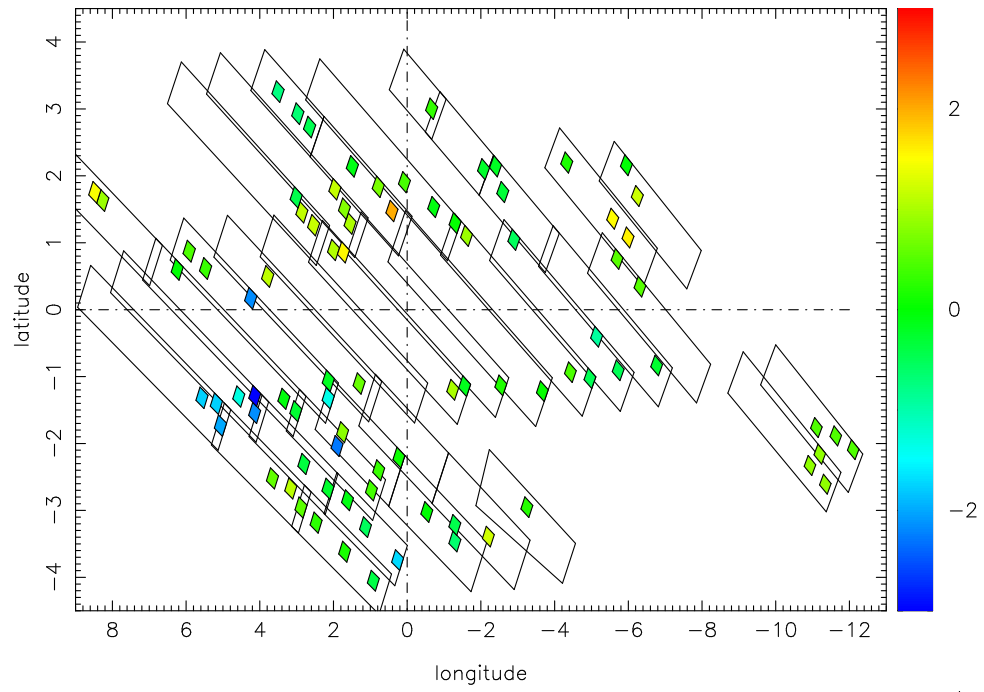
FIG. 6.4 – Cartes de moyennes de résidus normalisés (en haut) et de  $\chi_r$  par fenêtres pour les 84 champs pris en compte dans le deuxième lot d’ajustements. De la première à la cinquième page : les cartes pour les fonctions de luminosité du bulbe pad7.9, pad10, pad12, BC10 et BC12. Pour les cartes de résidus, le bleu correspond à un excès du modèle.

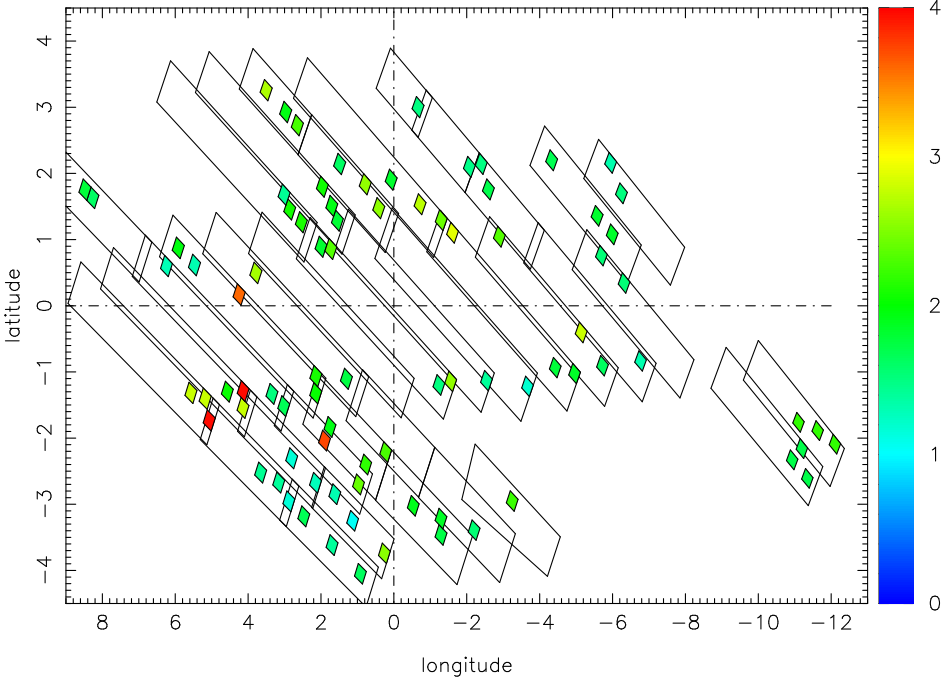
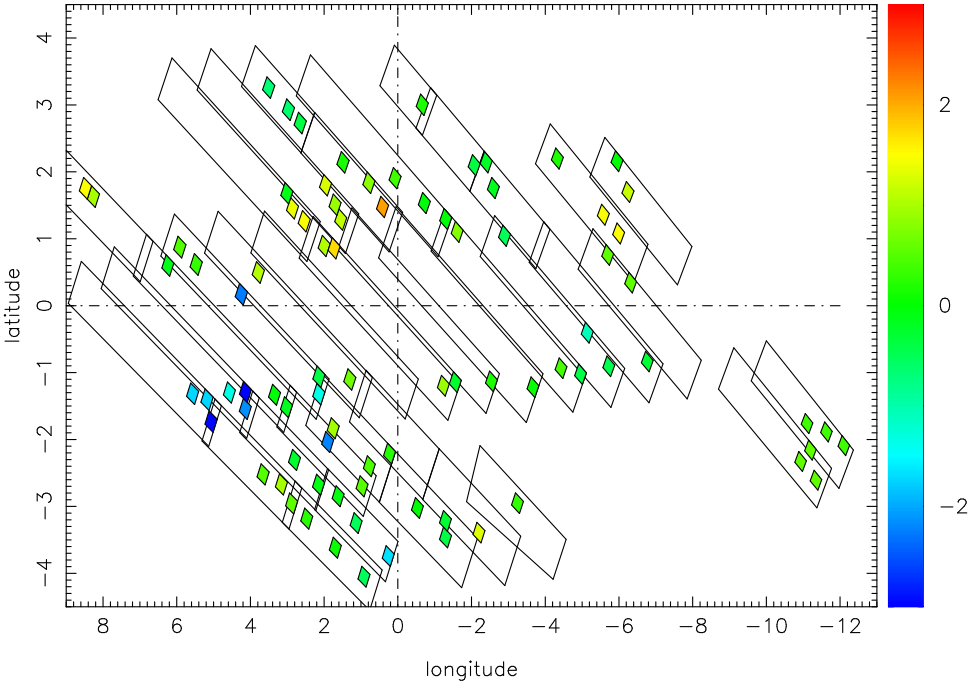












La subsistance de la dégénérescence malgré l'extraction du bloc rouge laisse à penser que les champs composant le bloc bleu ont également leur part de responsabilité. Cherchant à diminuer le plus possible l'excès du modèle, les ajustements tendent à réduire la présence du bulbe externe sur la ligne de visée. Rapprocher son axe principal de la ligne Soleil - centre galactique semble le meilleur moyen.

Au contraire des champs du bloc rouge, où une explication physique (le bulbe interne) semblait convenir, la raison de l'excès du modèle dans ces directions-ci vient probablement de l'analyse des données. Il faut tout d'abord scinder en deux le bloc bleu : d'une part les fenêtres des batches 1754B, 1800B 1802B, groupe uni et solidaire (aucun autre champ parmi les 94 ne vient s'insérer entre eux), et celles du batch 1757C, mélangées à d'autres.

Concernant les premières, elles comptent, si on oublie les directions les plus centrales, parmi les plus éteintes. Plus précisément, si on regarde la table 3.2, on remarque qu'elles cumulent un gros  $\overline{A_V}$  et un  $\sigma_{A_V}$  important. Le critère d'extraction des fenêtres de moindre extinction se basant sur  $\overline{A_V}$  et  $\sigma_{A_V}$ , on peut dès lors se demander si les limites de sélection n'étaient pas trop souples. Contrairement à d'autres fenêtres, la grande absorption ne se compense pas par une forte densité (fenêtres du centre) ou des coupures en magnitude assez hautes : ces fenêtres sont parmi les moins peuplées, il a fallu d'ailleurs en coupler deux. De plus, le fort  $A_V$  implique que les étoiles observées ici correspondent à des sources plus brillantes dans les champs moins éteints. Or, des comparaisons entre le modèle de Besançon et des données ISOGAL faites par Devendra Ojha montrent un excès du modèle dans les étoiles brillantes. Là se trouve peut-être une des raisons du mauvais comportement du modèle par rapport aux données. Par ailleurs, l'extinction a été réajustée par la méthode des quantiles sur les histogrammes de J-K<sub>s</sub> à l'aide de simulations construites avec la FL BC10. Or, si on regarde l'histogramme en couleur absolue de la figure 4.8, on constate un décalage entre les pics des bulbes de Padoue et ceux de Bruzual & Charlot. Cela expliquerait pourquoi les ajustements sur les fonctions de Bruzual & Charlot donnent de meilleurs résultats sur ces fenêtres que ceux utilisant les FL de Padoue.

Les champs 1757C 1 et 2 gardent eux tout leur mystère. L'extinction y est petite et paraît bien modélisée. Leur effectif semble correct. La limite de complétude en J est certes basse (voir la table 3.4) mais d'autres champs sont dans ce cas. Et le fait que ces champs se trouvent parmi d'autres fenêtres avec une l'extinction analogue qui ne présentent pas une très mauvaise vraisemblance rend improbable la possibilité d'un défaut de modélisation d'une

composante de la Galaxie, qui devrait aussi affecter les champs voisins.

Passons maintenant aux troisième et dernier lot d'ajustements, débarrassés du déficitaire bloc rouge et de l'excédentaire bloc bleu qui dégradent trop la vraisemblance.

## 6.3 Dernier lot

### 6.3.1 Meilleurs paramètres

Les tableaux 6.7 énumèrent les meilleures valeurs issues des ajustements du dernier lot. La dégénérescence - certes encore plus affaiblie - faisant toujours résistance, et les petits  $\phi$  continuant à s'éloigner de  $0^\circ$ , la frontière des deux groupes subsiste mais se décale à nouveau et passe à  $\phi=4.5^\circ$ .

- **Premier enseignement :**

La vraisemblance globale s'améliore de près de 35%, ce qui dépasse les 27.5% du bloc bleu : ce dernier fournissait non seulement plus d'un quart de la vraisemblance, mais dégradait l'accord sur les autres fenêtres.

- **Deuxième enseignement, déjà évoqué :**

La dégénérescence n'a pas disparu. Mais déjà quasiment inexistante avec les fonctions de luminosité BC10 et BC12 depuis le second lot d'ajustements, elle le devient ici avec pad7.9 et aussi avec pad10 quand la fonction choisie est  $S$ . Pour le reste, les deux groupes sont de taille similaire. Le groupe 2 obtient toujours une meilleure vraisemblance dans la plupart des cas, mais l'écart devient souvent infime, voire s'inverse.

pad7.9		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	16	$\mu_i$	7.1	0.6	1.35	0.41	0.32	18.62	3.66	2.44	1.25	2.969	2.804	-1799	1.79
		$\sigma_i$	2.4	1.1	0.25	0.08	0.02	2.42	1.04	0.10	0.11	0.699	1.146	43	0.02
	4	$\mu_i$	2.6	0.0	1.73	0.56	0.32	16.56	2.23	2.46	1.24	3.392	1.112	-1769	1.77
		$\sigma_i$	0.3	0.5	0.09	0.03	0.02	0.48	0.23	0.14	0.13	0.630	0.090	20	0.01
G	17	$\mu_i$	10.6	0.4	1.60	0.47	0.40	9.84	3.44	2.30	1.27	3.201	3.751	-1872	1.82
		$\sigma_i$	3.8	0.9	0.18	0.06	0.05	1.55	0.53	0.13	0.16	0.759	1.085	69	0.04
	3	$\mu_i$	2.0	0.3	2.16	0.78	0.39	8.78	2.78	2.46	1.31	2.675	1.021	-1752	1.76
		$\sigma_i$	0.3	0.9	0.39	0.10	0.01	1.31	0.20	0.04	0.17	0.914	0.250	111	0.05
S	20	$\mu_i$	10.6	0.8	1.82	0.53	0.45	11.48	3.71	2.35	1.31	3.375	3.489	-1790	1.79
		$\sigma_i$	3.0	0.9	0.17	0.06	0.02	0.73	0.71	0.09	0.09	0.659	1.028	19	0.01
	0														

TAB. 6.7 – Résultats du troisième lot d'ajustement. La structure des tableaux est identique à celle de 6.1, mais la limite de séparation est à  $\phi=4.5^{\circ}$ .

pad10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star.\text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	9	$\mu_i$	5.4	0.0	1.54	0.42	0.32	18.92	3.35	2.33	1.30	2.833	2.112	-1921	1.85
		$\sigma_i$	1.9	0.5	0.11	0.04	0.06	1.50	0.73	0.14	0.18	0.788	1.514	54	0.03
	11	$\mu_i$	2.6	0.5	1.79	0.54	0.31	18.78	2.54	2.38	1.30	3.016	1.044	-1862	1.82
		$\sigma_i$	0.3	0.7	0.11	0.05	0.02	1.25	0.34	0.11	0.17	0.776	0.212	30	0.02
G	8	$\mu_i$	5.4	0.2	1.93	0.51	0.39	9.69	3.68	2.33	1.18	2.640	2.451	-1957	1.87
		$\sigma_i$	2.4	0.5	0.22	0.05	0.02	0.93	0.84	0.18	0.20	0.689	1.022	61	0.03
	12	$\mu_i$	2.0	0.2	2.19	0.62	0.39	9.22	2.76	2.51	1.09	2.666	1.373	-1886	1.83
		$\sigma_i$	0.7	0.5	0.12	0.07	0.02	0.37	0.98	0.12	0.19	0.564	0.289	51	0.03
S	17	$\mu_i$	8.6	0.1	2.07	0.54	0.47	11.45	3.11	2.40	1.19	2.839	3.521	-1934	1.86
		$\sigma_i$	2.0	0.6	0.18	0.04	0.02	0.77	0.74	0.10	0.12	0.836	0.803	33	0.01
	3	$\sigma_i$	3.1	-0.1	2.35	0.69	0.45	11.06	2.23	2.51	1.12	3.646	1.545	-1900	1.83
		$\sigma_i$	0.2	1.1	0.09	0.04	0.02	0.77	0.21	0.06	0.11	0.486	0.250	12	0.01



pad12.6		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{  }$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		°	°	kpc	kpc	kpc	*.pc <sup>-3</sup>	kpc	kpc	kpc					
E	11	$\mu_i$	4.5	0.3	1.74	0.41	0.33	18.01	3.39	2.42	1.13	2.380	1.959	-2151	1.95
		$\sigma_i$	0.8	0.6	0.22	0.04	0.03	2.40	0.61	0.08	0.09	0.701	1.145	53	0.03
	9	$\mu_i$	2.5	0.4	1.92	0.46	0.31	18.32	2.86	2.48	1.22	2.597	1.375	-2085	1.92
		$\sigma_i$	0.5	0.3	0.20	0.04	0.02	1.72	0.39	0.14	0.19	0.516	0.154	33	0.02
G	11	$\mu_i$	6.9	-0.5	2.07	0.49	0.41	9.97	3.27	2.37	1.17	2.570	3.299	-2200	1.97
		$\sigma_i$	2.8	0.8	0.29	0.05	0.07	1.72	0.44	0.10	0.13	0.783	0.927	115	0.05
	9	$\mu_i$	1.8	0.1	2.36	0.64	0.39	9.27	2.44	2.55	1.02	3.079	1.204	-2106	1.93
		$\sigma_i$	0.5	1.0	0.13	0.05	0.03	0.61	0.61	0.09	0.13	0.783	0.295	51	0.03
S	10	$\mu_i$	7.9	-0.4	2.22	0.53	0.45	11.39	3.15	2.39	1.16	3.367	3.618	-2181	1.97
		$\sigma_i$	2.0	0.9	0.21	0.04	0.02	0.41	0.66	0.06	0.08	0.646	1.115	40	0.02
	10	$\mu_i$	2.6	0.4	2.61	0.67	0.46	10.76	3.04	2.41	1.16	3.082	1.426	-2106	1.93
		$\sigma_i$	0.5	1.1	0.21	0.07	0.03	0.58	0.82	0.08	0.10	0.533	0.240	54	0.02

BC10		$\phi$	$\beta$	$x_0$	$y_0$	$z_0$	$\rho_0$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$	$L$	$\chi_r$	
		$^{\circ}$	$^{\circ}$	kpc	kpc	kpc	$\star \cdot \text{pc}^{-3}$	kpc	kpc	kpc					
E	17	$\mu_i$	8.5	0.7	1.26	0.46	0.35	21.39	2.38	2.45	1.28	3.235	3.715	-2048	1.92
		$\sigma_i$	2.3	1.3	0.14	0.06	0.03	1.63	0.36	0.11	0.13	0.771	1.206	26	0.01
	3	$\mu_i$	3.3	-0.2	1.31	0.58	0.33	22.19	2.38	2.47	1.27	3.424	1.348	-2031	1.92
		$\sigma_i$	0.3	0.7	0.18	0.08	0.01	1.63	0.42	0.19	0.28	0.331	0.228	18	0.01
G	20	$\mu_i$	12.1	1.3	1.36	0.50	0.39	12.93	3.56	2.47	1.25	3.340	3.817	-2102	1.94
		$\sigma_i$	1.7	1.2	0.10	0.02	0.02	0.82	0.78	0.12	0.15	0.762	0.351	21	0.01
	0														
S	20	$\mu_i$	12.4	1.6	1.55	0.57	0.44	14.91	4.00	2.52	1.27	3.801	4.149	-2027	1.92
		$\sigma_i$	1.5	0.7	0.06	0.03	0.01	0.48	0.63	0.10	0.14	0.423	0.704	14	0.01
	0														



- **Troisième enseignement :**

La hiérarchie qu'on trouvait entre les fonctions de luminosité est modifiée : si on classe les FL par ordre décroissant de vraisemblance médiane du premier groupe, on obtient : 1/ pad7.9 2/ pad10 3/ BC12 4/ BC10 et 5/ pad12.6. Ainsi, dans le cas de Padoue, plus le bulbe est jeune plus l'accord est bon, alors que c'est le contraire avec Bruzual & Charlot. Et tandis que pour un âge de 10 Ga la FL de Padoue est meilleure que celle de Bruzual & Charlot, on assiste à l'inverse pour un âge plus vieux.

L'ordre entre les profils de densité, lui, reste à peu près similaire : le profil  $G$  est la plus mauvaise, sauf avec BC12, et les fonctions  $E$  et  $S$  occupent alternativement la première place.

Le meilleur modèle issu du premier groupe s'obtient avec le profil de densité  $S$  et la fonction de luminosité pad7.9.

- **Quatrième enseignement :**

Si on étudie les tableaux 6.8 et 6.9, on retrouve l'ordre rencontré lors des premiers lots d'ajustements concernant les fonctions de luminosité et les paramètres tels que l'angle  $\phi$  et les rapports d'axes, diminuant avec l'âge. Les angles sont sensiblement plus grands en moyenne chez Bruzual & Charlot qu'avec Padoue.

Pour ce qui est des influences des profils de densité, on retrouve à peu près les mêmes tendances qu'auparavant : la fonction  $E$  ajuste un angle  $\phi$  plus petit et un effectif total  $N_{\text{tot}}$  plus peuplé.

Mis à part l'angle  $\phi$  qui augmente un peu et le rayon de coupure  $R_c$  qui diminue fortement, la moyenne globale des paramètres (pour le premier groupe) n'a pas varié significativement depuis le lot d'ajustements précédent. On peut donc en déduire que si l'extraction du bloc bleu réduit la dégénérescence, améliore la vraisemblance et bouleverse la hiérarchie des fonctions de luminosité, son influence est minime sur les ajustements du premier groupe.

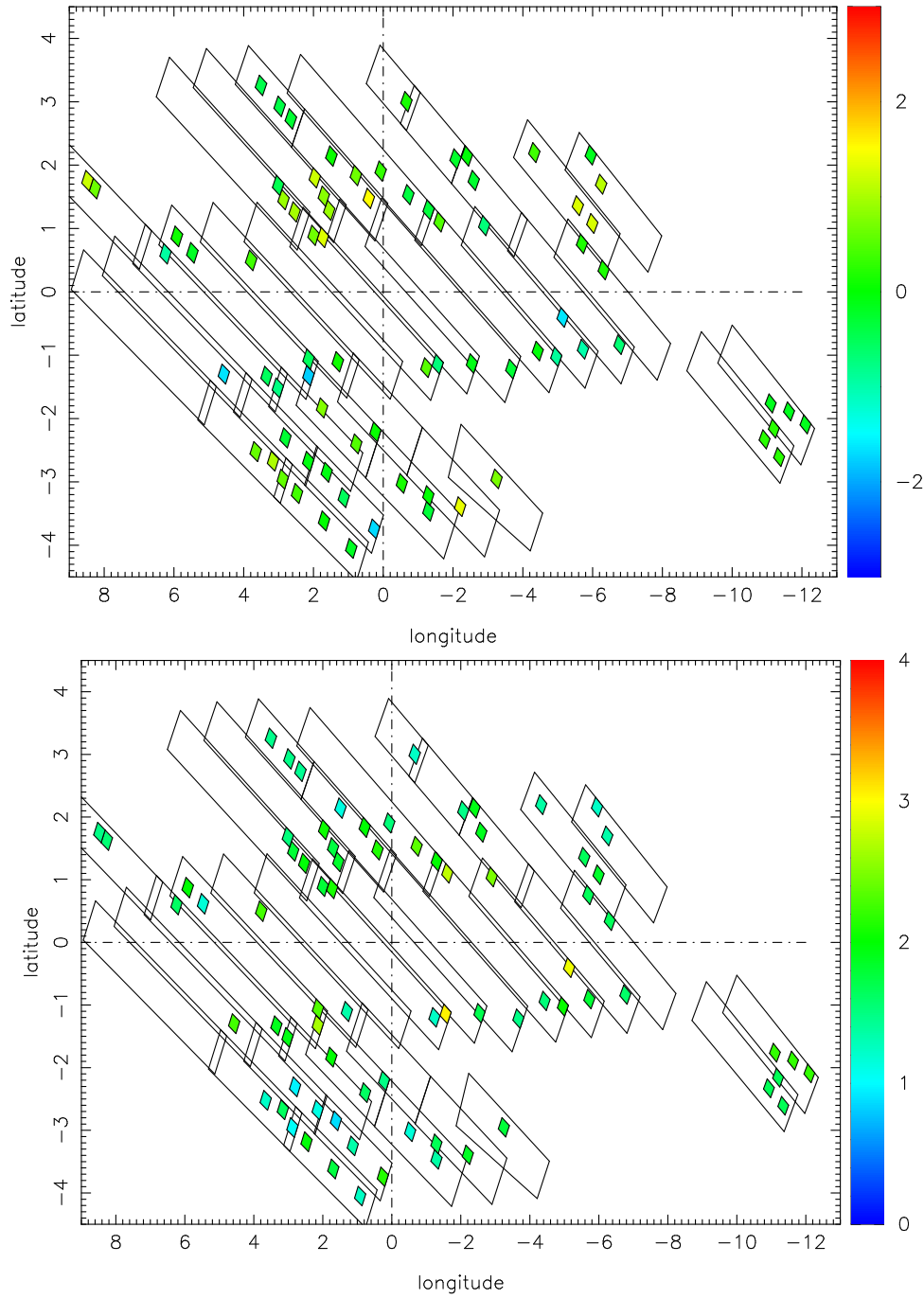
TAB. 6.8 – Moyennes pondérées des 3 médianes  $\mu_i$  tabléés en 6.7, une par profil  $E G S$ . La structure du tableau est analogue à celle de 6.2.

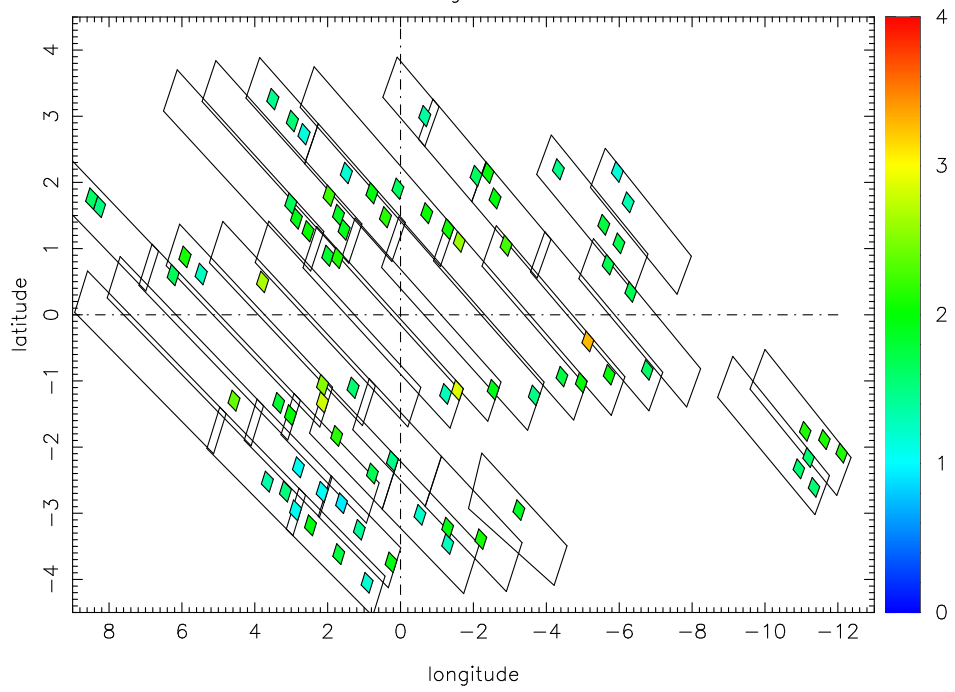
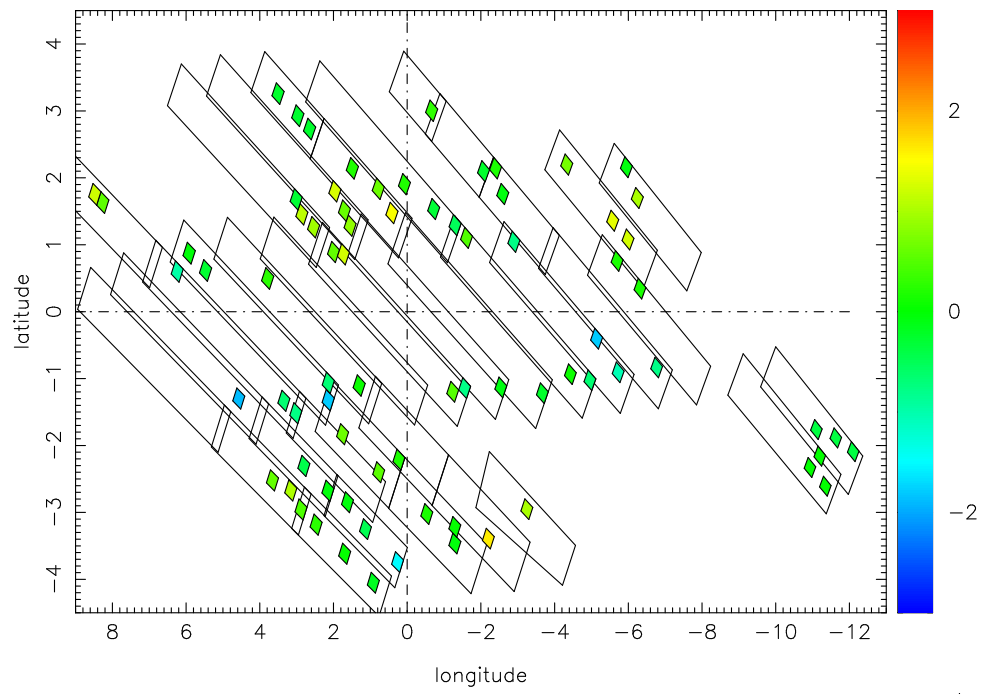
FL	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	°	°	kpc			$10^{10}\star$	kpc	kpc	kpc		
pad7.9	8.9	0.7	1.84	0.30	0.24	6.58	3.65	2.38	1.29	3.220	3.297
	2.1	0.2	1.84	0.35	0.19	6.01	2.68	2.46	1.29	2.951	1.085
pad10	6.9	0.1	1.73	0.26	0.22	6.20	3.26	2.38	1.22	2.814	3.170
	2.6	0.3	2.03	0.30	0.17	6.65	2.50	2.43	1.23	2.923	1.120
pad12.6	4.7	0.1	1.95	0.24	0.19	7.55	3.32	2.41	1.14	2.665	2.594
	2.4	0.4	2.31	0.24	0.16	6.80	2.83	2.48	1.16	2.717	1.370
BC10	11.7	1.5	1.65	0.37	0.28	8.77	3.00	2.49	1.27	3.698	3.967
	groupe vide										
BC12	11.6	0.8	1.73	0.35	0.28	9.63	3.60	2.37	1.32	3.701	4.013
	3.2	0.8	1.92	0.43	0.22	8.29	1.97	2.32	1.38	3.594	1.157
moy.	9.4	0.6	1.74	0.31	0.26	8.24	3.25	2.40	1.26	3.397	3.678
	2.6	0.3	2.14	0.36	0.19	7.26	2.15	2.38	1.34	3.396	1.162

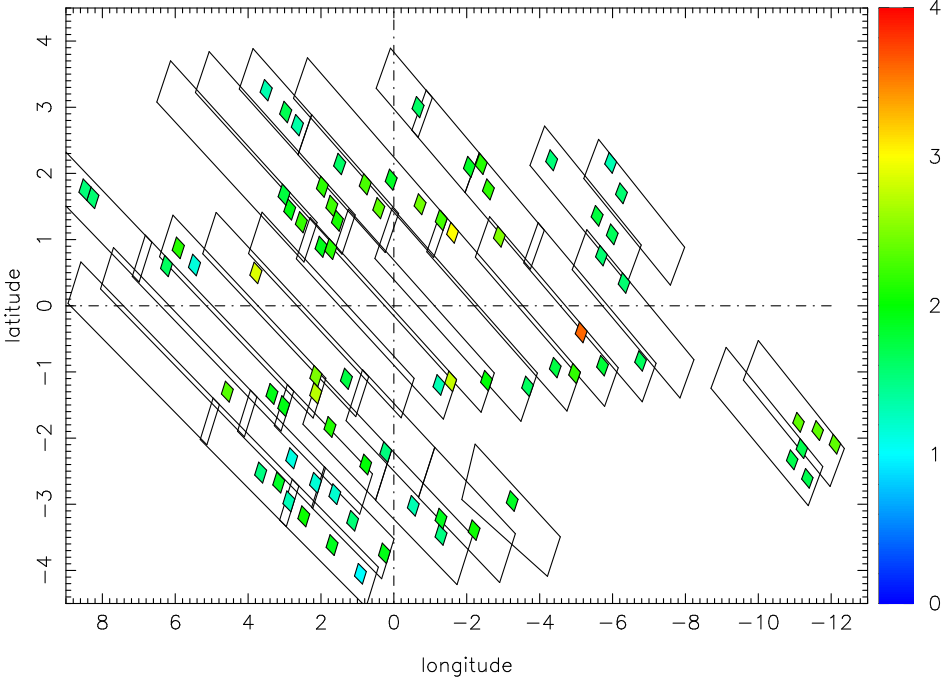
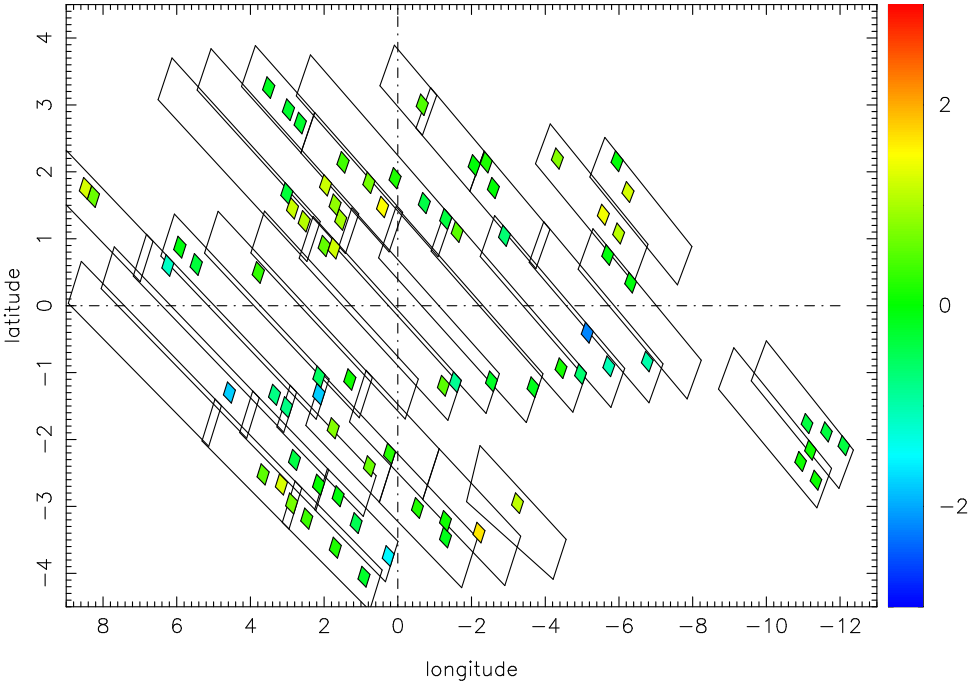
TAB. 6.9 – Moyennes pondérées des 5 médianes  $\mu_i$  de 6.7, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2.

profil	$\phi$	$\beta$	$\hat{x}_0$	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$	$R_c$	$R_d$	$R_h$	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
	°	°	kpc			$10^{10}\star$	kpc	kpc	kpc		
$E$	6.7	0.2	1.42	0.30	0.24	8.16	2.61	2.43	1.24	3.140	3.034
	2.7	0.4	1.69	0.36	0.18	7.38	2.24	2.38	1.30	3.853	1.137
$G$	10.7	0.4	2.05	0.34	0.26	7.26	3.46	2.36	1.26	3.370	3.776
	2.2	0.3	2.40	0.38	0.20	7.53	2.10	2.37	1.38	3.332	1.160
$S$	11.5	0.7	1.76	0.32	0.26	7.90	3.77	2.39	1.28	3.536	3.875
	3.0	0.1	2.59	0.29	0.18	6.43	2.27	2.48	1.14	3.430	1.492
moy.	9.4	0.6	1.74	0.31	0.26	8.24	3.25	2.40	1.26	3.397	3.678
	2.6	0.3	2.14	0.36	0.19	7.26	2.15	2.38	1.34	3.396	1.162

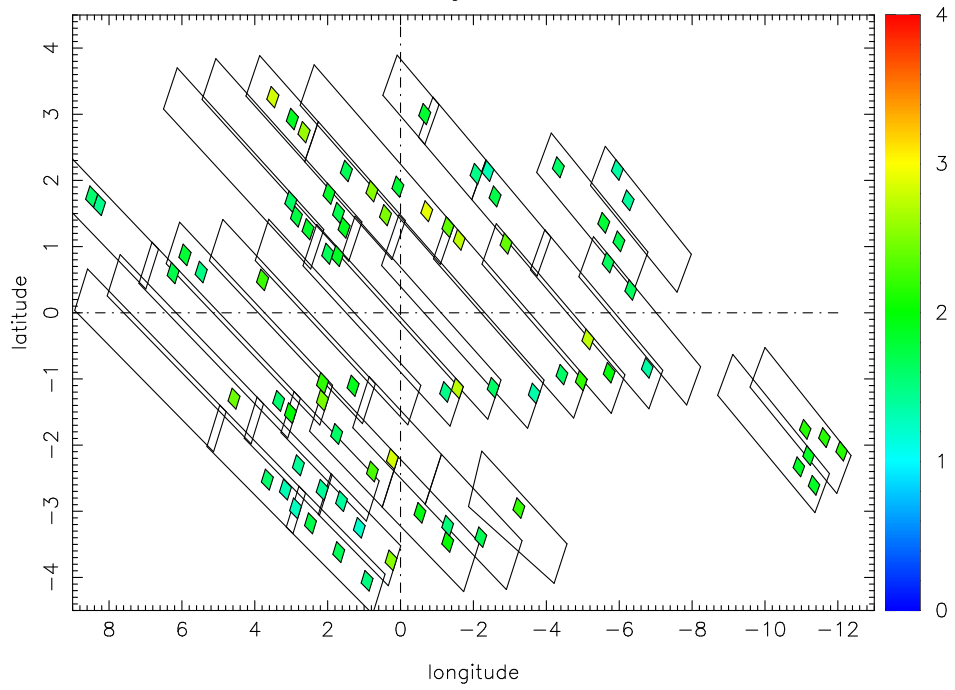
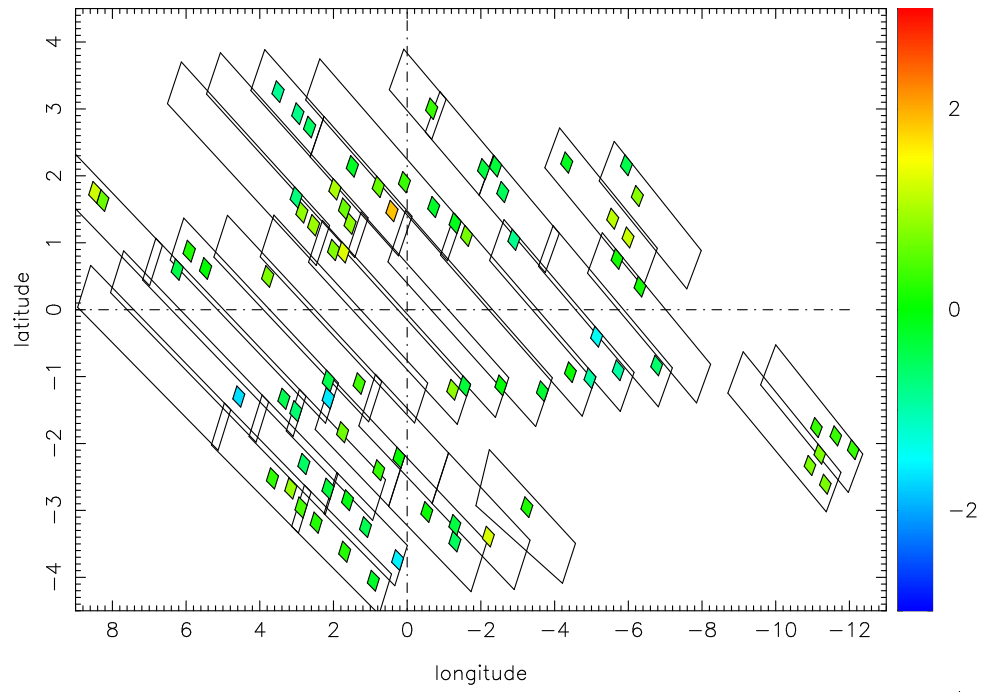
FIG. 6.5 – Cartes de moyennes de résidus normalisés et de  $\chi_r$  par fenêtres pour les 76 champs pris en compte dans le troisième lot d'ajustements. L'ordre des cartes est le même que pour la figure 6.2.

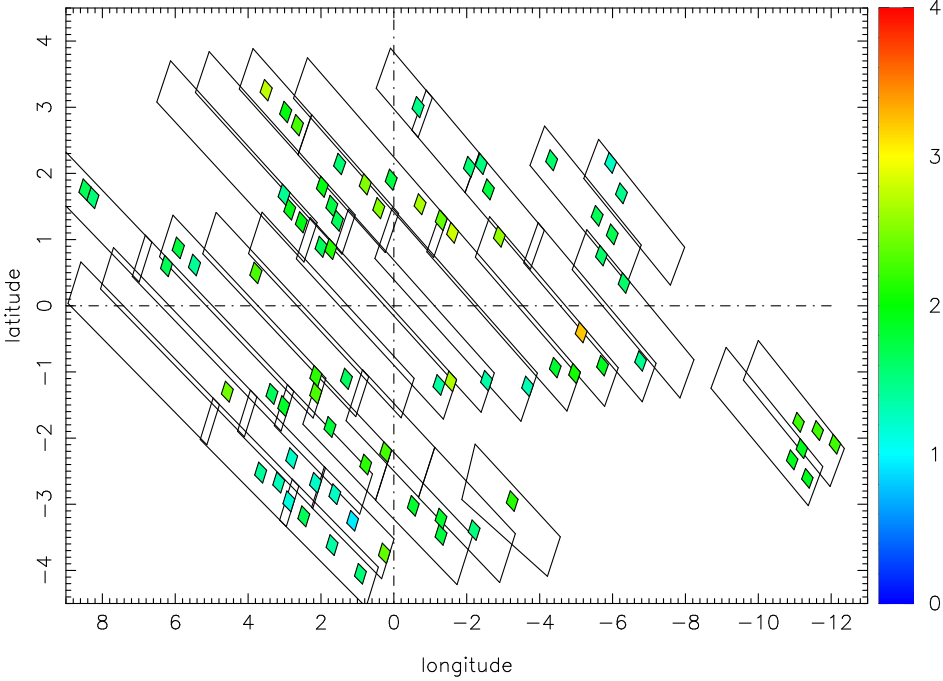
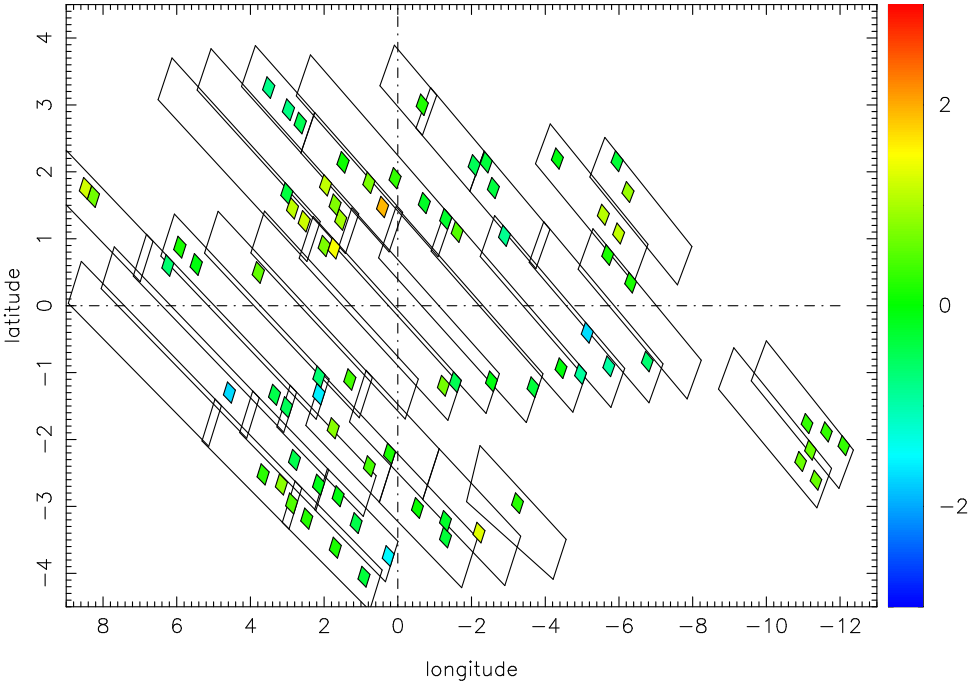












### 6.3.2 Qualité des ajustements

#### $\chi_r$ et résidus normalisés

La figure 6.5 rassemble les cartes des moyennes de résidus normalisés et  $\chi_r$  par fenêtre pour les 5 fonctions de luminosité.

Si avec le banissement des deux blocs, les rouge et bleu vifs ont périclité, on constate sur les cartes de moyennes de résidus quelques teintes azur à proximité du bloc bleu (excepté le batch étrange 1757C) et quelques champs jaunes non loin du bloc rouge, preuve que le désaccord, culminant et calamiteux en ces quelques fenêtres, concerne une zone plus élargie.

Le bulbe interne, explication plausible pour la région centrale ou le modèle est déficitaire, doit s'étaler un peu au-delà des quelques fenêtres du centre, mais en moins grande proportion. Par ailleurs, quelques champs proches du bloc bleu (par exemple ceux des batches 1757B et 1754B) présentent des caractéristiques analogues à ces fenêtres, notamment pour l'extinction, ce qui peut expliquer un comportement similaire (excès du modèle), mais de plus faible envergure.

On remarque aussi quelques fenêtres particulières plus ou moins jaunes dans les cartes de  $\chi_r$ , mais à part les deux zones citées plus haut, la couleur qui ressort le plus reste le vert : accord à  $2\sigma$  en moyenne, ce qui n'est pas mauvais.

#### Corrélations

Il est trop fastidieux de retranscrire toutes les tables de corrélations, et je préfère me contenter de les résumer.

On retrouve à peu près les mêmes corrélations que dans les tests du chapitre précédent (tables 5.3) :

- o : Une très grande anticorrélation entre les deux échelles de longueur du disque mince  $R_d$  et  $R_h$ , fluctuant autour de -0.9. Mais - point important - ces paramètres ne sont pas beaucoup liés à ceux du bulbe, sauf pour la fonction de luminosité pad12.6 (la plus mauvaise), ce qui s'est traduit par la faible fluctuation de leurs valeurs en fonction de la FL ou du profil de densité.
- o : Les échelles de longueur du bulbe  $y_0$  et  $z_0$  entrent en forte corrélation avec les coefficients de forme  $C_{\perp}$  et  $C_{\parallel}$ . Ces derniers étant très mal contraints, cela peut avoir son influence sur les rapports d'axes.
- o : L'angle  $\phi$  est grandement corrélé ou anti-corrélé avec beaucoup d'autres paramètres : les deux autres échelles de longueur du bulbe (et par suite

les coefficients de forme), l'échelle principale du bulbe  $x_0$ , et la densité au centre  $\rho_0$ .

### 6.3.3 Conclusions

Partant du principe :

- que les ajustements du second groupe (petits  $\phi$ ) sont globalement minoritaires, souvent très minoritaires, voire inexistantes pour certaines fonctions de luminosité ;
- que le nombre de ces ajustements dépend fortement de quelques très mauvaises fenêtres, minoritaires en effectif contribuant majoritairement à la vraisemblance globale ;
- et que pour ces ajustements-là le confinement de  $\phi$  à  $[0^\circ : 90^\circ]$  génère un biais qui doit se répercuter sur les autres paramètres ( $\phi$  est corrélé avec beaucoup d'autres),

**je considère dès lors les ajustements du second groupe comme faux** et résultants de biais, même si leur vraisemblance est souvent un peu meilleure. Je ne considère donc par la suite que le premier groupe de la dégénérescence.

Il ressort des 3 lots d'ajustements les conclusions suivantes :

- **Deux régions témoignent d'un grand désaccord** entre le modèle et les observations, impliquent une dégénérescence et influencent les valeurs des paramètres ajustés :
  - **La région centrale**, très éteinte et très peuplée, montre un net déficit du modèle, notamment dans les fenêtres les plus au centre. **On soupçonne la population du bulbe interne, non prise en compte dans les simulations, d'être à l'origine de cela.**
  - Une zone, peu peuplée et assez éteinte, située **dans les longitudes les plus positives, et les latitudes négatives ou nulles**, présente un grand excès du modèle, probablement dû à l'extinction. Mais si ces fenêtres se comportent différemment d'une fonction de luminosité à l'autre, elles ne semblent pas avoir une grande influence sur les valeurs des paramètres.
- Il est difficile d'extraire du troisième lot d'ajustements, non biaisés par les très mauvaises fenêtres du bloc bleu, une tendance très forte dans les fonctions de luminosité et les profils de densité, mais on peut dire que :

- **La fonction de densité  $G$ , la moins pentue dans les 2 kpc centraux, donne les plus mauvais résultats.** Les profils  $E$  et  $S$  obtiennent des vraisemblances similaires (avec toutefois une légère préférence pour  $S$ ), **mais aboutissent à des valeurs de paramètres différentes**, notamment pour  $\phi$ , plus petit avec  $E$ , et par suite tous les autres paramètres qui sont corrélés avec lui.
- La meilleure fonction de luminosité est pad7.9, ce qui doit signifier que **le bulbe externe est plus jeune que prévu**. Mais si on oublie pad7.9 (car aucune FL du même âge n'a été testée avec l'autre modèle), **les modèles de Bruzual & Charlot s'avèrent globalement meilleurs que ceux de Padoue**.
- Le tableau 6.10 présente les paramètres du meilleur modèle (profil de densité  $S$  et fonction de luminosité de Padoue à 7.9 Ga), ainsi que les résultats du moyennage global des ajustements du 3ème lot. Les valeurs obtenues sont tout à fait compatibles compte tenu des intervalles de confiance. Ces valeurs seront discutées dans le chapitre suivant.

TAB. 6.10 – **Meilleurs paramètres.** La première double ligne correspond aux médianes et dispersions pondérées obtenues pour le meilleur modèle des ajustements du 3ème lot ( $S$ , pad7.9). La seconde correspond aux moyennes et dispersions pondérées sur les 15 couples (FL,profil). On rappelle la signification des paramètres :  $\phi$  donne l'angle d'orientation de l'axe principal du bulbe par rapport à la direction Soleil - centre galactique ;  $\beta$  décrit l'angle entre le plan galactique et celui du bulbe ;  $\hat{x}_0$  correspond à la distance sur l'axe principal du bulbe pour laquelle la densité du bulbe vaut 38.6% de celle au centre ;  $r_y$  et  $r_z$  sont respectivement les rapports d'axes associés aux deuxième et troisième axes (mineurs) du bulbe triaxial ;  $N_{\text{tot}}$  donne le nombre total d'étoiles du bulbe externe ;  $R_c$  est son rayon de coupure ;  $R_d$  et  $R_h$  sont respectivement les échelles de longueur du disque mince et de son trou central ; enfin,  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$  sont les coefficients de forme du bulbe.

$\phi$ ◦	$\beta$ ◦	$\hat{x}_0$ kpc	$r_y$	$r_z$	$N_{\text{tot}}$ $10^{10}\star$	$R_c$ kpc	$R_d$ kpc	$R_h$ kpc	$C_{\parallel}$	$C_{\perp}$
10.6	0.8	1.97	0.30	0.25	6.39	3.71	2.35	1.31	3.38	3.49
3.0	0.9	0.17	0.02	0.01	1.9	0.71	0.09	0.09	0.67	1.03
9.4	0.6	1.74	0.31	0.26	8.24	3.25	2.40	1.26	3.40	3.68
2.8	0.5	0.24	0.04	0.03	1.35	0.64	0.06	0.06	0.40	0.47

# Chapitre 7

## Discussion et perspectives

Je consacre ce chapitre, conclusion de la première partie de ce mémoire, à la discussion sur les résultats obtenus dans le chapitre précédent, et leur comparaison avec d'autres travaux évoqués dans le chapitre 4.

Je parlerai ensuite des prolongements prévus ou envisageables à cette étude.

### 7.1 Discussion sur le meilleur modèle

#### 7.1.1 Le trou du disque mince

Le choix des fonctions de Luminosité du bulbe et du disque mince n'ayant que peu d'influence sur les meilleures valeurs des échelles de longueur du disque, et ces paramètres étant relativement peu corrélés avec les autres, j'ai choisi de prendre comme valeurs finales celles obtenues par le moyennage sur les 5 FL et les 3 profils de densité (deuxième double-ligne du tableau 6.10).

Voici ces valeurs :  $R_d=2.4\pm 0.06$  kpc et  $R_h=1.26\pm 0.06$  kpc. Ce sont elles que l'on prendra en compte dans la deuxième partie de ce mémoire.

Cependant, ces deux échelles ayant une forte anti-corrélation mutuelle, et les ajustements-tests du chapitre 5 nous ayant appris que ces valeurs, notamment quand le trou est grand comme ici, pouvaient être biaisées, une erreur sur ces valeurs est tout à fait possible. De plus, les ajustements avec les fenêtres centrales (premier lot) ajustent une échelle de longueur du trou un peu plus courte (pour combler le déficit du modèle) : vers 1.1 kpc. Mais une erreur éventuelle sur  $R_h$  ne peut pas changer du tout au tout, et l'ordre de grandeur du trou semble assez robuste.

La figure 7.1 trace, en tenant compte de la dispersion, les variations de densité sur le plan et le long de l'axe vertical du disque vieux. Avec de telles échelles de hauteur, le trou commence environ à 2 kpc du centre sur le plan et 100 pc sur l'axe des Z.

On peut s'étonner de la présence d'un trou également dans le profil vertical en Z. Ceci provient du fait que dans le profil de disque utilisé (adapté du modèle d'Einasto (1979)), les échelles de hauteurs sont couplées aux échelles de longueur. Toutefois, le maximum dans le profil vertical intervient à une latitude proche de  $0.5^\circ$ . Or, les très basses latitudes sont très peu représentées dans les observations utilisées. Dès lors, le trou dans les variations vertical n'est pas détectable, et sa présence ou non ne change rien dans les comptages.

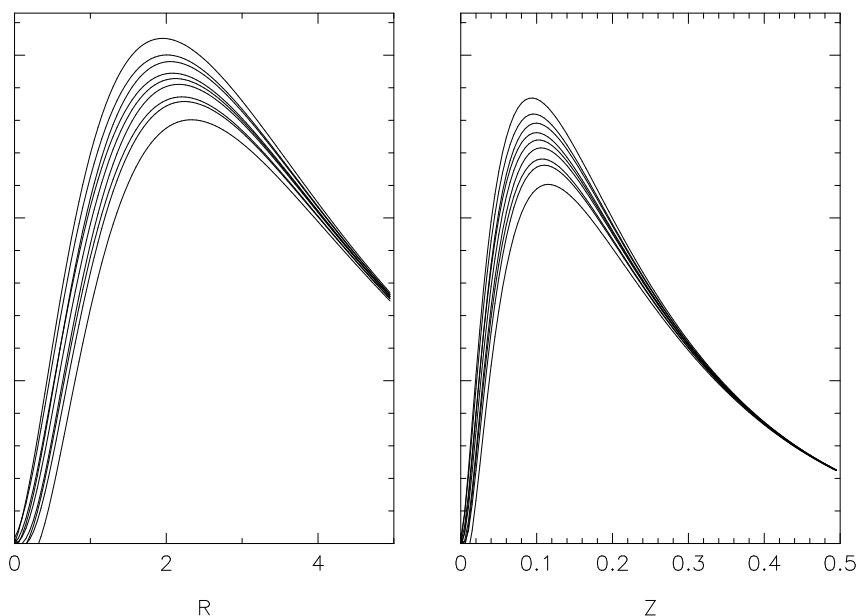


FIG. 7.1 – Profils de densité du disque vieux avec les meilleures valeurs des échelles de longueur  $R_d$  et  $R_h$ , sur le plan (à gauche) et le long de l'axe vertical (à droite). Chaque courbe correspond à l'un des 9 couples formés avec les valeurs à 0 ou  $\pm 1 \sigma$  des 2 paramètres.

## 7.1.2 Fonctions de luminosité

### Tracé évolutif

Même si c'est moins clair dans le dernier ajustement, les fonctions de luminosité de Bruzual & Charlot donnent en moyenne de meilleurs résultats que celles de Padoue, si on excepte la FL à 7.9 Ga qui n'a pas de contrepartie dans les modèles utilisés de Bruzual & Charlot.

Cela est assez cohérent avec ce qui ressort de l'article Bruzual & Charlot (2003) : les auteurs comparent leur modèle actualisé avec ceux de Girardi et al. (2002) (qui rappelons-le donnent les tables de Padoue prises en compte dans cette étude); la conclusion de leur comparaison, faites sur des amas d'âges et métallicités variés, penche également en faveur des modèles de Bruzual & Charlot.

### Âge du bulbe

La meilleure fonction de luminosité est la plus jeune, à 7.9 Ga, même si la tendance en âge qui ressort des ajustements n'est pas la plus claire qui soit.

L'âge du bulbe externe serait donc plus petit que les 10 milliards d'années souvent donné dans la littérature, ce qui est en contradiction avec les résultats de Zoccali et al. (2003) qui considèrent 10 Ga comme un âge minimum. Cela ne veut pas non plus dire que le modèle de bulbe très jeune relaté par Cole & Weinberg (1992) (3 Ga) est préférable : 8 milliards d'années environ reste un âge avancé, et il faudrait tester des FL encore plus jeunes.

Il est d'ailleurs dommage que les modèles de Bruzual & Charlot disponibles lors de cette étude ne soient pas descendus en-deçà de 10 Ga. Une extension à des fonctions de luminosité plus jeunes, tant avec les tracés de Padoue qu'avec ceux de Bruzual & Charlot, est envisagée en 7.2.1.

Par ailleurs, les fonctions de luminosité testées correspondent à des modèles à une seule génération d'étoiles. Il est fort possible que l'âge des étoiles du bulbe ne soit pas unique.

### Masse du bulbe externe

Le nombre total d'étoiles du bulbe a été estimé (en moyennant sur toutes les fonctions de luminosité et de densité) à  $82.4 \pm 13.5$  milliards d'étoiles. En se servant de la masse moyenne calculée d'après les tables de Padoue et de Bruzual & Charlot (modulo une correction pour les fonctions de luminosité de Padoue qui ne prennent pas en compte les naines blanches), cela donne en moyenne une masse totale du bulbe externe de  $2.39 \pm 0.39 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ .

## 7.1.3 Loi de densité du bulbe externe

### Forme des profils de densité

Les ajustements des trois lots relatés dans le chapitre précédent convergent vers une même conclusion : la fonction  $G$  convient le moins, et les profils  $E$  et  $S$  donnent des vraisemblances analogues. La préférence penche toutefois

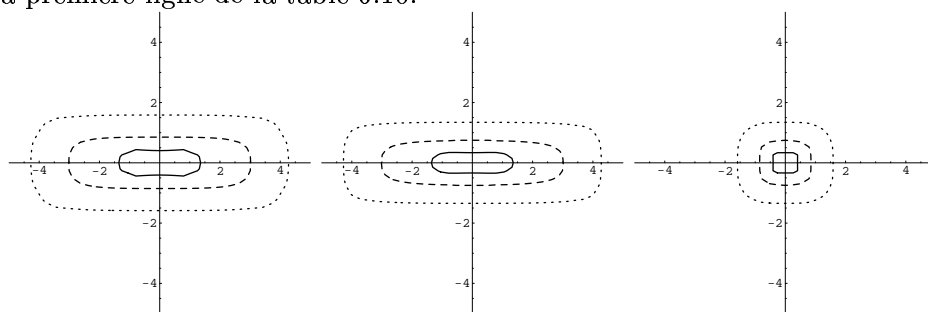


légèrement vers la fonction  $S$  (en  $\text{sech}^2$ ) qui obtient (avec la FL pad7.9) la meilleure vraisemblance médiane.

Les courbes d'équidensités du meilleur modèle de bulbe externe sur les plans principaux du bulbe sont tracées en 7.2. Les forts coefficients  $C_{\perp}$  et  $C_{\parallel}$  induisent une forme très *boxy*, et la coupure n'est pas très visible.

Cependant, la grande dispersion sur ces paramètres (coupure et coefficients de forme) fait que la configuration ainsi dessinée n'est pas parfaitement déterminée.

FIG. 7.2 – Courbes d'équidensité à 60% (continu), 13.5% (discontinu) et 1% (points) du meilleur modèle. De gauche à droite : les courbes sur le plan (X,Y), (X,Z) et (Y,Z). La fonction de densité est  $S$  et les valeurs des paramètres sont ceux de la première ligne de la table 6.10.



### Rapports d'axes et triaxialité

Les rapports d'axes du meilleur modèle valent :  $1 : 0.30 \pm 0.02 : 0.25 : 0.01$ , ce qui donne une triaxialité de 0.97 : le bulbe ainsi décrit est quasiment axisymétrique autour de l'axe principal du bulbe, si on excepte les effets dus à la forme *boxy*.

Ces faibles rapports d'axes se rapprochent des valeurs trouvées (voir la table 4.4) par Freudenreich (1998), Dwek et al. (1995), Bissantz & Gerhard (2002) et Weiner & Sellwood (1999). Une telle forme allongée correspond plus à une barre (d'autant plus avec la forme très *boxy*) que d'un sphéroïde triaxial.

### Échelle de longueur et rayon de coupure

Le meilleur modèle donne  $x_0 = 1.82 \pm 0.17$  kpc et  $R_c = 3.71 \pm 0.71$  kpc. La dispersion sur le rayon de coupure est très importante, ce à quoi on pouvait s'attendre. Ce qui fait que la longueur du bulbe externe est difficile à déduire, comme on peut s'en apercevoir sur le profil obtenu le long de l'axe principal

avec les paramètres du meilleur modèle (figure 7.3). De plus, la grande valeur de  $R_c$  par rapport à l'échelle de longueur fait que la coupure s'applique alors que la densité du bulbe n'est plus très importante, ce qui complique encore plus l'ajustement de ce paramètre.

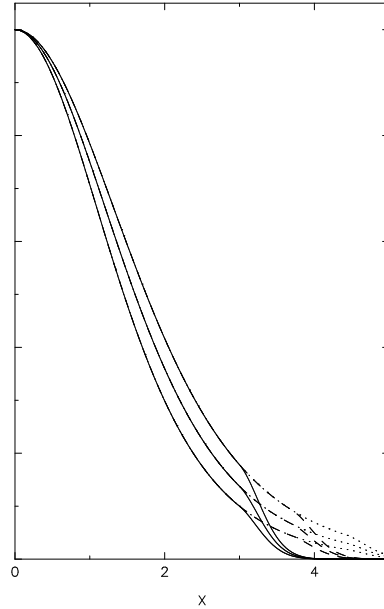


FIG. 7.3 – Profil de densité du bulbe externe le long de son axe principal selon les valeurs ajustées de  $x_0$  et  $R_c$  à 0 et  $\pm 1 \sigma$ .

Considérant que le rayon de coupure désigne la demi-longueur du bulbe externe, et comparant cette valeur avec celles obtenues dans d'autres travaux (table 4.5), on constate que la valeur ainsi trouvée est plus grande, mais compatible avec les estimations de Freudreich (1998), Nikolaev & Weinberg (1997), Bissantz et al. (2003), Bissantz & Gerhard (2002) et Weiner & Sellwood (1999).

#### 7.1.4 Orientation du bulbe externe

##### L'angle $\beta$

Le paramètre  $\beta$ , donnant l'angle entre le plan du bulbe et celui de la Galaxie, vaut  $0.8^\circ \pm 0.9^\circ$  dans le meilleur modèle et  $0.6^\circ \pm 0.5^\circ$  quand on moyenne. Dans tous les cas, cet angle est très faiblement positif, et compatible avec  $0^\circ$ . Ce qui est cohérent avec les autres travaux sur la question.

### L'angle $\phi$

L'angle  $\phi$  d'orientation de l'axe principal, lui, tournant autour de  $10^\circ$  ( $10.6^\circ \pm 3^\circ$  pour le meilleur modèle,  $9.4^\circ \pm 2.8^\circ$  pour la moyenne), est sensiblement plus petit (ce qui n'est pas très étonnant quand on sait que l'estimation de la longueur est elle plus grande) que la médiane des valeurs trouvées dans la littérature (voir le tableau 4.2) :  $19^\circ$  (différence de l'ordre de  $3\sigma$ ). Mais sa valeur est parfaitement compatible avec l'estimation de López-Corredoira et al. (2000) de  $12^\circ \pm 6^\circ$ . Cette étude partage avec la nôtre la particularité de se baser sur des comptages d'étoiles en infrarouge proche sur un grand nombre de fenêtres, alors que la plupart des autres travaux mentionnés s'appuient sur la cinématique du gaz, des brillances de surface, ou des échantillons d'étoiles sur quelques champs. Par contre, les données (TMGS) et la méthode (inversion directe et paramétrique de l'équation de la statistique) diffèrent. L'usage des comptages d'étoiles sur un grand nombre de champs possède l'avantage, par rapport aux études de luminosités intégrées, de mieux tenir compte des étoiles moins brillantes et de la position des sources le long de la ligne de visée.

L'estimation de  $\phi$  par la présente méthode est par ailleurs cohérente à quasiment  $1\sigma$  avec les estimations de Freudenreich et al. (1998) et Lépine & Leroy (2000) à  $14^\circ$  et celle de Binney et al. (1991) à  $16^\circ \pm 2^\circ$ .

En résumé, les ajustements des paramètres du bulbe externe et du disque interne aboutissent aux conclusions suivante :

- Le bulbe externe est **allongé**, de forme très **boxy**, ce qui s'apparente à la structure d'une **barre**.
- Son axe principal repose pratiquement sur le plan galactique et **fait un angle de  $10^\circ$  environ** avec la direction du Soleil.
- Son âge est probablement **plus jeune que 10 milliards d'années**.
- Le disque mince **possède un trou central important** qui commence à environ 2 kpc du centre galactique.

## 7.2 Perspectives

Comme il l'a déjà été dit, le fait que la meilleure fonction de luminosité testée soit aussi la plus jeune oblige à effectuer d'autres études avec de nouvelles fonctions associées à des bulbes moins âgés.

Par ailleurs, le gros inconvénient de ce travail est le manque d'observations à proximité et sur le plan galactique. Une solution pour accéder à ces champs-là est l'emploi d'observations en infrarouge moyen. Un prolongement de cette étude à ces longueurs d'onde (en projet) permettrait de mieux contraindre certains des paramètres.

Enfin, l'analyse du bulbe externe ici n'est que photométrique. Une étude cinématique est nécessaire à terme, pour déterminer sa nature dynamique (et en déduire sa formation).

### 7.2.1 Autres fonctions de luminosité

5 fonctions de luminosité (FL) du bulbe externe ont été prises en compte :

- 2 FL construites par Bruzual & Charlot (Bruzual et al. 1997), pour les âges de 10 et 12 milliards d'années.
- 3 FL déduites des tables de Padoue (Girardi et al. 2002), pour les âges de 7.9, 10 et 12.6 milliards d'années.

Toutefois, on dispose maintenant d'autres âges pour ces deux modèles de fonction de luminosité, et notamment des âges plus jeunes : en effet, Girardi et al. (2002) ont construit des modèles jusqu'aux âges les plus jeunes, ce qu'on fait également Bruzual & Charlot (2003) dans la version actualisée de leur modèle, arguant au passage de la supériorité de leur modèle sur ceux de Girardi et al. (2002). Nous pourrions donc utiliser des fonctions de luminosité plus jeunes et parfaire la détermination de l'âge du bulbe externe.

### 7.2.2 Observations en infrarouge

#### Données ISOGAL

Le programme ISOGAL (Omont et al. 2003) correspond à l'identification croisée des sources en I, J et  $K_s$  (infrarouge proche) des batches DENIS avec celles à 7 et 15  $\mu\text{m}$  (infrarouge moyen) de la caméra ISOCAM du satellite ISO, sur plus de 150 directions du bulbe et du plan galactiques (principalement à  $|l| < 30^\circ$  et  $|b| < 1^\circ$ ). Comme on le voit sur la carte 7.4, si ISOGAL concerne principalement la région du bulbe interne, beaucoup de directions du bulbe externe ont également été observées.

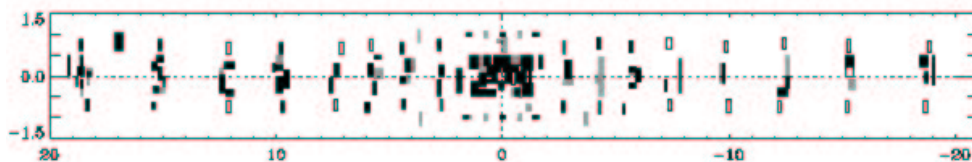


FIG. 7.4 – Champs ISOGAL compris entre  $l=-20^\circ$  et  $l=+20^\circ$ . En noir, les directions pour lesquelles les deux bandes d'ISOCAM sont disponibles, en gris, celles où seule la bande à  $7\ \mu\text{m}$  l'est, et en blanc, celle où il s'agit de la bande à  $15\ \mu\text{m}$ .

L'infrarouge moyen souffrant beaucoup moins des effets de l'extinction, les champs sur et très proches du plan deviennent utilisables. Justement à cause de l'absorption, ces mêmes fenêtres proches du plan ont dû être écartées lors de notre travail sur le bulbe externe avec DENIS, ce qui a eu pour conséquence de dégrader l'ajustement de paramètres tels que l'échelle du trou du disque. D'où l'intérêt évident d'une extension de cette étude à la bande à  $7\ \mu\text{m}$ , d'autant plus que les données en IR proche identifiées aux sources ISO proviennent des mêmes observations (les batches DENIS) que celles dont je me suis servi lors de ma thèse.

Ce travail d'analyse de champs du bulbe avec les données en I, J,  $K_s$ ,  $7\ \mu\text{m}$  et  $15\ \mu\text{m}$  et le modèle de Besançon a déjà été entamé par Devendra Ojha, en collaboration avec notre laboratoire. Une étude conjointe avec lui est envisagée, consistant à comparer, par exemple dans la bande à  $7\ \mu\text{m}$  et la couleur  $K_s-7$ , les meilleurs modèles déduits de mes ajustements en  $K_s$  et J- $K_s$  avec les observations.

Toutefois, une telle étude quantitative requiert la complétude des données, et celle-ci n'est assurée dans la bande 7 que pour des étoiles dont la contrepartie en  $K_s$  ne dépasse pas la magnitude 9. Ce type d'étoiles, les plus brillantes, peuplent la première des 8 tranches de magnitude de chacun de nos 88 groupes de fenêtres (voir 3.3.3), et ne représentent ainsi qu'à peine 10% (voir moins) des comptages. Dès lors, ce ne sont pas ces étoiles qui ont en majorité contraint les paramètres du bulbe externe et du disque mince.

De plus, la basse limite de complétude d'ISOGAL en  $K_s$  et à 7 microns, ajoutée à la petite ouverture des champs ( $\approx 0.1^\circ$ ), implique une faible statistique, ce qui n'est pas assez contraignant pour les modèles. Les données ISOGAL sont moins adaptées à la structure galactique qu'à l'étude de zones de formation d'étoiles, ou celle de géantes de type tardif à forte perte de masse.

Un travail d'ajustement automatique de même type et de même envergure que celui que j'ai effectué s'avère donc difficile, et le prolongement de l'étude aux observations ISOGAL prendra plus la forme de quelques compa-

raisons complémentaires pour tester à des latitudes plus basses - et espérons-le améliorer - les meilleurs modèles obtenus par mes ajustements sur les données DENIS.

Un autre programme en infrarouge moyen est *MSX* (Price et al. 2001) : tout le plan galactique a été observé pour  $|b| < 5^\circ$  dans quatre bandes photométriques entre  $6 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$ . Toutefois, les données ne sont pas assez profondes pour être utilisées dans le cas qui nous intéresse.

## GLIMPSE

Le projet GLIMPSE (Benjamin et al. 2003), associé au satellite SIRTf, a pour but la cartographie en infrarouge moyen ( $3.6, 4.5, 5.8$  et  $8.0 \mu\text{m}$ ) de la région  $10^\circ < |l| < 65^\circ$  et  $|b| < 1^\circ$ . Les longueurs d'onde, plus proches de la bande  $K_s$ , sont préférables à celles d'ISOGAL pour l'étude de la structure galactique.

Toutefois, GLIMPSE évite la région occupée par le bulbe externe. Mais les observations concernent son l'extrémité proche, les données GLIMPSE pourraient donc s'avérer très utiles dans l'étude du lien entre le bulbe et les bras spiraux par exemple.

À noter qu'un projet d'extension de GLIMPSE à  $|l| < 10^\circ$  est à l'étude.

### 7.2.3 Observations profondes en infrarouge proche

Plusieurs projets d'observations profondes en infrarouge proche ont déjà été entrepris ou vont éclore prochainement. Ce paragraphe passe en revue quelques uns de ces projets, sans toutefois entrer dans les détails.

- **Observations par satellite :** Notons tout d'avord NICMOS (*Near Infrared Camera and Multiobject Spectrometer*), le spectromètre infrarouge du télescope spatial Hubble. Un exemple d'étude de la région centrale de la Galaxie avec cet instrument est donné par Figer et al. (2003), où l'histoire de la formation stellaire est étudiée.
- **Observations au sol :** Le télescope VISTA, pour *Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy* (voir McPherson et al. (2002)), situé à Paranal, fournira d'ici 2006 des données profondes dans les 3 bandes de 2MASS et TCS-CAIN : J, H, et  $K_s$ .

Par ailleurs, l'instrument WIRCAM du *Canada France Hawaiï Telescope (CFHT)*, équivalent infrarouge de MEGACAM, ou le projet UKIDSS, pour *UKIRT Infrared Deep Survey* (cf. Warren 2002), délivreront à partir de 2004 des observations dans les mêmes bandes J, H et  $K_s$  des données avec un profondeur de 3 magnitude supérieure à 2MASS.

### 7.2.4 Cinématique

Lors de mon travail sur bulbe externe, je ne me suis intéressé qu'à la photométrie et les comptages d'étoiles, et laissé de côté la cinématique. Cependant, une analyse cinématique du bulbe externe s'avère nécessaire si l'on veut construire un scénario de formation et d'évolution des parties centrales de notre Galaxie. En effet, comme on l'a vu en 1.1, la vitesse de rotation  $\Omega_p$ , qu'on détermine à partir de données cinématiques, est intimement liée avec les rayons des résonances jouant, sur la longueur du bulbe externe, la position des bras, d'un anneau ... Des travaux sur la cinématique du bulbe ont déjà été effectués (cf 4.2.4), mais de nouvelles analyses sont nécessaires. D'autant plus que Bissantz & Gerhard (2000) montrent qu'avec les connaissances actuelles il semble impossible de relier la profondeur optique déterminée par MACHO avec les mesures de la courbe de rotation et de la densité locale.

Les programmes RAVE et GAIA permettront d'obtenir des observations cinématiques précises dans des champs adéquats du bulbe externe (Reylé et al. 2003).

Dans le cadre d'une collaboration entre notre équipe de l'Observatoire de Besançon et des chercheurs de l'Institut d'Astrophysique de Paris (Messieurs Alard, Omont et Schultheis) vont être mesurés (projet accepté) des mouvements propres de la région du bulbe externe avec l'instrument MEGACAM du CFHT, avec une précision sur les vitesses de l'ordre de  $100 \text{ km.s}^{-1}$ , permettant la détermination de la vitesse de rotation moyenne des étoiles du bulbe, de la dispersion des vitesses, du gradient et de l'asymétrie de ces valeurs.

## Deuxième partie

# Étude d'une surdensité stellaire à $l \leq 27^\circ$





# Introduction

“On dirait une sorte de bâtiment... (...) Plutôt difficile à voir.  
(...) Simplement un bloc, un grand bloc (...).  
C'est creux... jusqu'à l'infini... et... Oh! mon Dieu! C'est  
plein d'étoiles!”

Arthur C. Clarke, 2001, *l'Odyssée de l'espace*

## Mise en évidence d'une surdensité stellaire

Hammersley et al. (2000) (que l'on notera H00 par la suite) ont analysé les observations en J, H et  $K_s$  issues de CAIN (voir le chapitre suivant) sur des champs du plan aux longitudes  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $27^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $32^\circ$ .

### 1/ Comparant tout d'abord les diagrammes couleur-magnitude

H/J-H à  $l=27^\circ$  et  $l=32^\circ$ , les auteurs constatent la présence sur le premier d'un bloc d'étoiles n'apparaissant pas sur le second. La même constatation peut se faire dans les diagrammes  $K_s/J-K_s$  de la figure 7.5.

Si l'on dispose d'une connaissance suffisante de l'extinction dans ce champ, et si l'on fait l'hypothèse que les étoiles du surplus sont proches l'une de l'autre et d'un type donné, on peut déduire leur distance d'après les mesures des magnitude et couleur apparentes moyennes. H00 l'ont estimée à  $5.7 \pm 0.7$  kpc.

### 2/ Les auteurs considèrent ensuite les comptages à $l=32^\circ$ comme représentatifs du disque mince, seule population stellaire que les modèles de la Galaxie prévoient dans la région concernée<sup>1</sup>. Puis les auteurs construisent, pour chaque longitude $l$ et à la magnitude $K_s$ , un histogramme de différence *comptages des géantes à $l$ moins comptages des*

---

<sup>1</sup>Sauf pour les champs les plus intérieurs.

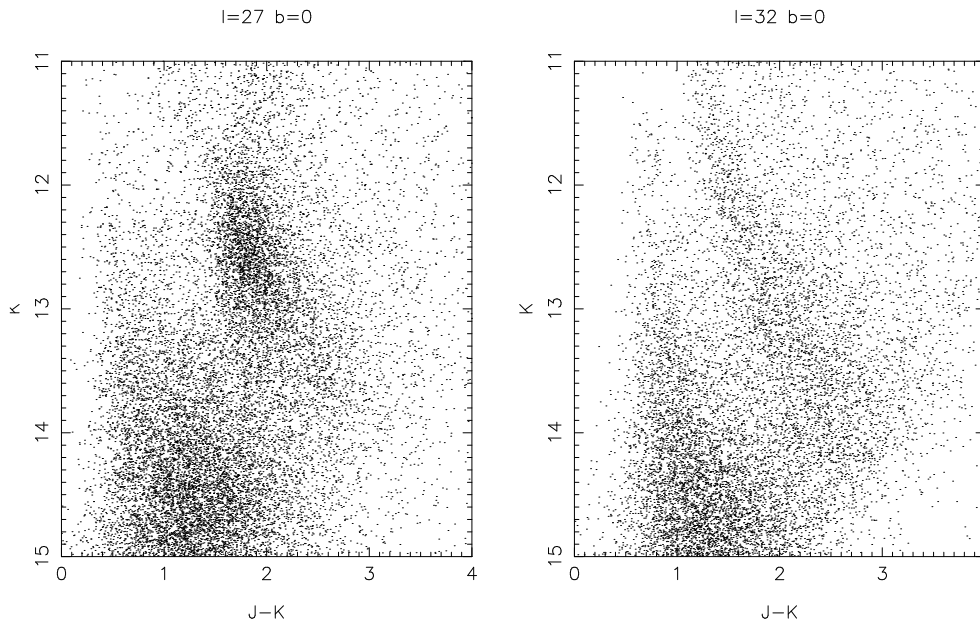


FIG. 7.5 – Diagrammes  $K_s/J-K_s$  des champs du plan à  $l=27^{\circ}$  et  $l=32^{\circ}$ . On identifie clairement un ensemble d'étoiles présent à  $l=27^{\circ}$  autour de la magnitude 12.5 mag et de la couleur 1.8 mag environ, et absent dans l'autre direction.

*géantes* à  $32^{\circ}$  (graphique 7.6). On constate alors qu'en-deçà de la longitude  $27^{\circ}$ , les histogrammes de différence présentent un pic dont la magnitude  $K_s$  du sommet augmente quand la longitude diminue. L'explication à cela avancée par les auteurs est la présence d'une barre, déjà introduite par López-Corredoira et al. (1999), dont l'extrémité proche se trouverait dans le premier quadrant à  $l=27^{\circ}$  - n'excluant toutefois pas complètement la possibilité qu'il s'agisse d'un anneau. Le déplacement en magnitude du pic des histogrammes résulterait ainsi de l'éloignement des étoiles de ladite barre par rapport au soleil. Utilisant leur estimation de la distance du surplus d'étoiles à  $l=27^{\circ}$  ( $5.7 \pm 0.7$  kpc), ils évaluent la demi-longueur de cette barre à environ 4 kpc et son angle avec la ligne Soleil - centre à  $43^{\circ} \pm 7^{\circ}$ .

S'il est clair, comme on le voit en 1/, qu'on est en présence à  $l=27^{\circ}$  d'une population d'étoiles qui n'apparaît pas à une longitude plus grande, la méthode utilisée en 2/ a quelques faiblesses, énumérées ci-dessous.

- Premièrement, les champs à  $l=5^{\circ}$  et  $10^{\circ}$  sont fortement contaminés - voire même dominés - par la population du bulbe externe, qui n'est pas soustraite dans les histogrammes de différence. Une contamination du bulbe n'est pas non plus complètement exclue à la direction  $l=15^{\circ}$ ,

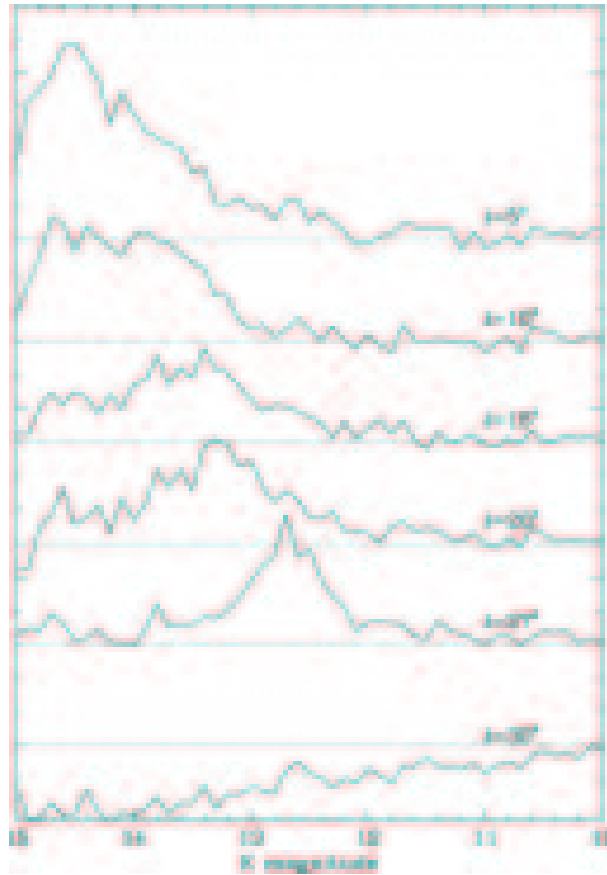


FIG. 7.6 – Diagrammes de différences des comptages des géantes de  $K_s$  à différentes longitudes moins ceux à  $l=32^\circ$ . De bas en haut :  $l=30^\circ$ ,  $l=27^\circ$ ,  $l=20^\circ$ ,  $l=15^\circ$ ,  $l=10^\circ$  et  $l=5^\circ$ . Le pas entre deux lignes seuils en pointillés est de 30000 étoiles. Source : Hammersley et al. (2000).

même si dans le cas du modèle de Besançon la version standard comme la meilleure configuration de la partie I prévoient un bulbe très mineur à  $l=15^\circ$ .

- Deuxièmement, le choix de prendre les comptages à  $l=32^{\circ}$   $b=0^{\circ}$  comme représentant ceux du disque mince, pour les soustraire aux histogrammes dans les autres longitudes, est contestable, car ce champ a la particularité d'être tangent à un bras spiral, une influence du bras dans les comptages est donc possible.
- Ensuite, l'extinction est fortement inhomogène sur le plan entre  $l=32^{\circ}$  et  $l=5^{\circ}$ . Non seulement, le rougissement agissant sur la position en magnitude apparente et la hauteur des pics des histogrammes relatifs, cela implique qu'on ne peut pas déduire rigoureusement une tendance précise à partir de ces histogrammes sans prendre en compte l'absorption aux différentes longitudes. Mais en plus, l'extinction modifiant les comptages du disque, ceux-ci, indépendamment de tout effet de densité, ne seront pas les mêmes à  $l=32^{\circ}$  que dans les autres directions. Dans chaque intervalle de magnitude, les géantes supposées du disque ne se situent pas forcément à la même distance que celles auxquelles elles sont soustraites. À titre d'exemple, les comptages relatifs négatifs pour la direction  $l=30^{\circ}$  sont principalement dus à la différence d'extinction.
- Même si l'extinction restait constante, les comptages du disque à  $l=32^{\circ}$  et aux autres longitudes différeraient, étant donnée la variation de la distribution de densité du disque entre  $l=32^{\circ}$  et  $l=5^{\circ}$  qui se répercute sur la position et la hauteur des pics des histogrammes.

Ainsi, outre le problème introduit par la présence du bulbe dans les champs les plus intérieurs, les principaux inconvénients de l'étude effectuée par Hammersley et al. (2000) viennent de la prise des comptages à  $l=32^{\circ}$  comme représentants de ceux du disque à toutes les directions. L'utilisation du modèle de Besançon à la place permettra de résoudre ce problème, comme on le verra dans la deuxième partie de cette introduction.

López-Corredoira et al. (2001) (L01 par la suite) ont analysé les comptages d'étoiles à partir des relevés en infrarouge proche DENIS et TMGS aux longitudes positives et négatives, et vu à travers leur asymétrie de part et d'autre du centre galactique une nouvelle preuve de l'existence de la barre. Construisant à partir du modèle empirique SKY (Wainscoat et al. 1992) un modèle composé (1) d'un disque tronqué en son centre, (2) d'un bulbe triaxial orienté de  $12^{\circ}$  et (3) de la barre de demi-longueur 3.9 kpc et d'angle  $40^{\circ}$ , ils retrouvent certaines tendances observées dans les comptages, à la fois en longitude et en latitude (voir la figure 7.7).

Reliant leurs résultats à ceux de H00, les auteurs en déduisent la configuration suivante : la barre est fine (l'échelle de hauteur de sa composante jeune avoisinant les 50 pc) et longue de 8 à 9 kpc ; son extrémité proche, détectée à  $l=27^\circ$ , touche l'anneau moléculaire, et côtoie le bras spiral de Scutum (identifié à  $l=30^\circ$ ), tandis que son extrémité lointaine se trouve aux alentours de  $l=-14^\circ$ , là où un surplus d'étoiles est aussi observé.

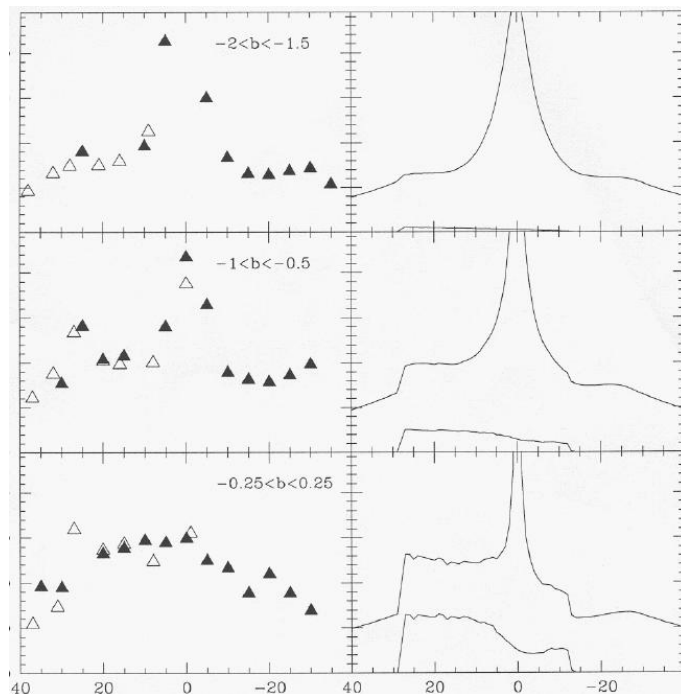


FIG. 7.7 – Comparaisons entre le modèle de L01 (à droite) et les données (triangles, pleins pour DENIS, vides pour TMGS). En abscisses : la longitude. En ordonnées : les comptages en magnitude apparente pour  $K_s \leq 9$  mag, une grande graduation correspondant à 1000 étoiles. De bas en haut :  $|b| < 0.25^\circ$ ,  $-1^\circ < b < -0.5^\circ$ ,  $-2^\circ < b < -1.5^\circ$ . Les deux courbes représentent respectivement les comptages totaux et ceux dus à la seule barre. Source : López-Corredoira et al. (2001).

Comme on le voit sur la figure 7.7, leur modèle de barre permet de reproduire la quasi invariance en longitude des comptages des champs proches du plan entre  $0^\circ$  et  $20^\circ$ , et prédit la forte diminution des comptages (toujours aux très faibles latitudes) entre  $l=25^\circ$  et  $l=30^\circ$ , sans pour autant reproduire le pic à  $l=25^\circ$  ; l'accord aux longitudes négatives, lui, est plus mauvais, excepté pour les directions les plus éloignées du plan. Ceci oblige à prendre avec la plus grande précaution les considérations sur l'extrémité lointaine de la barre, lorsque par exemple les auteurs arguent en faveur de leur modèle

en indiquant qu'il prédit sur le plan un surplus d'étoiles observé à  $l=10^{\circ}$ . D'autant plus qu'à cette longitude-là, leur modèle prévoit la barre à 10 kpc environ, et un  $A_V$  moyen avoisinant les 15 mag. Sachant que la magnitude apparente maximale observée est  $K_s=9$ , on en déduit que les étoiles de la barre observables doivent avoir une magnitude absolue inférieure à -7.5 mag, ce qui correspond à des étoiles très très brillantes.

## Utilisation du modèle de Besançon pour confirmer la présence de la surdensité stellaire

Hammersley et al. (2000) d'une part, et López-Corredoira et al. (2001) d'autre part, apportent donc des indices de la présence dans le plan galactique et à plusieurs longitudes jusqu'à  $l=27^{\circ}$ , d'une surdensité stellaire qu'ils identifient à une barre. Mais si la mise en évidence de la surdensité à  $l=27^{\circ}$  n'est pas contestée, les failles dans leurs argumentations font que l'existence d'une barre n'est pas prouvée, et une étude plus poussée de la surdensité est nécessaire.

Le modèle global de la Galaxie de Besançon délivre des prédictions de comptages pour un champ donné, tenant compte en outre de la distribution de l'extinction dans la direction concernée. Il présente ainsi un outil idéal pour confirmer - ou infirmer - l'existence de la surdensité. En effet, les principaux inconvénients dans l'étude d'Hammersley et al. (2000) résident dans l'emploi de comptages de géantes à  $l=32^{\circ}$   $b=0^{\circ}$  comme référence. Si l'on remplace ces comptages observés à  $l=32^{\circ}$  par des comptages simulés à l'aide du modèle de Besançon, alors ces problèmes s'effacent : l'extinction et la densité du disque sont propres à chaque direction, et les géantes du disque soustraites le sont dans les bons intervalle de magnitude et de couleur apparentes (en supposant le modèle correct, évidemment).

De plus, entreprendre des comparaisons analogues avec le modèle de Besançon, différent en bien des points du modèle empirique SKY (Wainscoat et al. 1992) utilisé par H00 et L01, est susceptible soit de confirmer soit d'infirmer par un modèle indépendant (mais avec les mêmes données) la présence du surplus stellaire.

Nous avons donc effectué une analyse analogue à celle d'Hammersley et al. (2000), mais avec cette distinction importante que les comptages du disque,

dans chaque champ, sont représentés par des simulations issues du modèle de Besançon, qui, comme les autres modèles de la Galaxie, ne prédit que le disque dans la région étudiée.

La version du modèle de Besançon choisie pour construire les simulations correspond à la configuration standard disponible en ligne sauf pour la fonction de densité du disque mince où j'ai remplacé les valeurs des échelles de longueur du disque et du trou par celles déduites des ajustements de la première partie de ce mémoire :  $R_d=2.4$  kpc,  $R_h=1.26$  kpc. On a vu dans le chapitre 6 que tous les ajustements donnaient en moyenne à peu près le même  $R_d$ , alors que l'échelle du trou  $R_h$  passait de 1.14 kpc avec toutes les fenêtres à 1.3 kpc environ sans les champs centraux. Les directions étudiées dans cette partie n'étant pas centrales, c'est la seconde valeur qui a été préférée. À noter toutefois que la possibilité d'un biais dans ces valeurs n'est pas exclue (chapitre 6). Comme on le verra par la suite (figure 9.3), la longueur du trou du disque importe pour cette étude. Cependant, 1.14 kpc et 1.26 kpc restent des valeurs assez proches l'une de l'autre.

Pour ce qui concerne le bulbe externe, qu'il s'agisse de la configuration standard ou celle obtenue avec les meilleurs ajustements de la partie I, la population est déjà ultra minoritaire dans le champ le plus intérieur parmi ceux que nous avons pris en compte.

Les données, que je présente dans le chapitre 8, proviennent de la caméra infrarouge CAIN. Puisque l'absorption varie beaucoup en longitude, et a une grande influence sur les histogrammes de différence, alors il apparaît indispensable de disposer d'estimations fines de la distribution d'extinction pour chaque champ. Une grande place de ce chapitre<sup>2</sup> a donc été consacrée à la détermination des lois  $A_V(r)$  dans chacune des directions concernées.

Le chapitre 9 traite des comparaisons que nous avons effectuées entre les observations et le modèle de Besançon, et la constitution des histogrammes de différence, le long du plan galactique, mais aussi aux latitudes non nulles. Mais avant d'entreprendre ces comparaisons, il a fallu vérifier sur des champs au-delà de la longitude  $30^\circ$  que le modèle de Besançon prédisait bien les comptages du disque.

Enfin, dans le chapitre 10, je discute les résultats, les mets en relation avec d'autres études, et parle des perspectives.

À noter que cette étude est l'objet de l'article Picaud et al. (2003). Cependant, j'ai apporté plusieurs modifications par la suite (utilisation de la distribution de Drimmel dans certains cas, changement des valeurs des pa-

---

<sup>2</sup>Et une grande part du temps affecté à cette étude.



ramètres du disque mince...), ce qui a engendré quelques différences dans les résultats, sans pour autant bouleverser les principales conclusions.

# Chapitre 8

## Les données CAIN

15 champs nous ont servi pour cette étude, tous à très basse latitude ( $|b| \leq 2^\circ$ ) et la plupart sur le plan, situés à des longitudes variant entre  $l=15^\circ$  et  $l=45^\circ$ . Toutes les données proviennent d'observations faites avec le même instrument, la caméra infrarouge CAIN, à laquelle je consacre la première section, la seconde étant elle dédiée à l'énumération des champs étudiés.

La deuxième moitié de ce chapitre est consacrée à l'analyse des données. Là encore, comme pour l'étude des 94 fenêtres DENIS évoquées dans la première partie de cette thèse, cette analyse s'articule autour de deux axes principaux : (1) l'ajustement de l'extinction (section 8.3), qui aura pris la plus grande part de travail dans l'analyse (et dans l'étude toute entière) et (2) l'estimation des limitations en magnitude et en couleur, et leur implication dans le choix des intervalles de comptages.

### 8.1 Présentation de CAIN

#### 8.1.1 Description générale

Depuis 1999, le groupe de l'IAC constitue un sondage de la Galaxie, nommé TCS-CAIN, à l'aide de la caméra en infrarouge proche CAIN (pour *CÁmara INfraroja*) du Télescope Carlos Sánchez (TCS, type : Cassegrain, diamètre : 1m52) installé à l'Observatoire du Teide, à Tenerife, Îles Canaries, Espagne.

Les bandes photométriques de CAIN sont les mêmes que 2MASS : J, H et  $K_s$ , mais les observations sont plus profondes, ce qui sera particulièrement opportun pour cette étude.

Les observations CAIN, auxquelles j'ai participé (ainsi qu'à la réduction des données), sont principalement dédiées aux champs d'étoiles à proximité

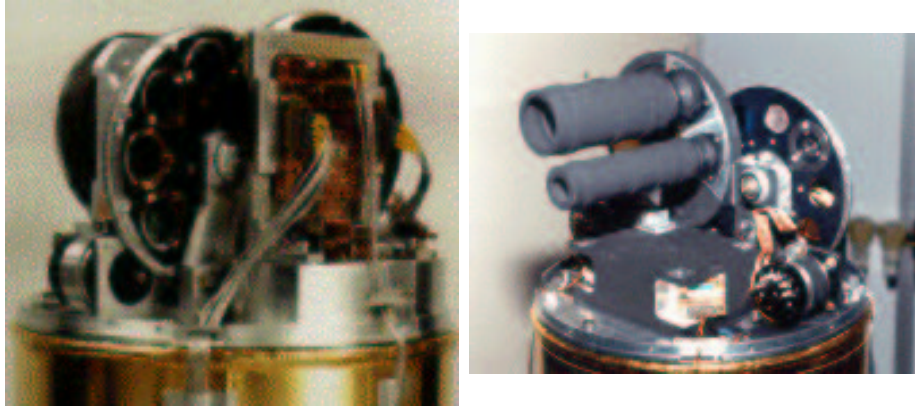


FIG. 8.1 – Instrument CAIN-II du Télescope Carlos Sánchez, Tenerife. Source : <http://www.iac.es/telescopes/CAIN/CAIN.html>.

du plan galactique, et donc dans les régions du bulbe et du disque. Le but n'est pas d'obtenir, à l'instar de DENIS et 2MASS, un relevé complet du ciel ou d'un hémisphère, mais de quadriller la région en observant des champs de petite taille (d'environ 0.07 degrés carrés) disposés à des intervalles réguliers de longitude, et à diverses latitudes ( $b=0^\circ, \pm 0.5^\circ, \pm 1^\circ, \pm 2^\circ, \pm 5^\circ, \pm 10^\circ, \dots$ ). Des observations peuvent être faites sur des champs particuliers si besoin est.

La caméra CAIN n'est pas entièrement consacrée à l'étude des champs d'étoiles. Par exemple, lors de quelques nuits d'observations que j'ai faites, nous avons également saisi les images infrarouges de galaxies extérieures et de supernovæ. CAIN sert également à l'étude d'objets substellaires telles les naines brunes.

De plus amples informations sont disponibles sur le site internet <http://www.iac.es/telescopes/CAIN/CAIN.htm>, ainsi que dans l'article Fuentes et al (1995).

### 8.1.2 Caractéristiques

Les types d'observation et caractéristiques suivantes ne concernent que les observations de champs d'étoiles. Celles de galaxies, par exemple, demandent un mode opératoire différent.

Les observations que nous avons utilisées ne délivrent que la photométrie, l'astrométrie n'étant pas encore disponible.

#### Taille des images

Une image de CAIN est de la taille 256 x 256 pixels pour une ouverture de 4'x 4'. Dans la très grande majorité des cas, une observation consiste en

l'acquisition de 15 images, disposées en 3 lignes de 5 colonnes. Un champ est donc de dimension 20' en ascension droite x 12' en déclinaison, ce qui équivaut à une surface d'environ 0.07 degrés carrés.

La plaque d'acquisition est divisée en 4 quadrants, qui n'ont pas tous la même réponse électronique au flux incident. Cela implique une quadruple calibration des étoiles standards à magnitude apparente connue, opération que l'on doit effectuer entre deux observations de champs d'étoiles.

Par ailleurs, le *seeing* est de l'ordre d'1 arc seconde.

## Filtres

Les 3 bandes photométriques, dont les courbes de transmission des filtres sont tracées dans la figure 8.2, sont : J ( $1.25 \mu\text{m}$ ), H ( $1.65 \mu\text{m}$ ) et  $K_s$  ( $2.15 \mu\text{m}$ ). Certains champs ne sont pas observés dans la bande  $K_s$ , c'est le cas d'un de ceux que nous avons étudiés.

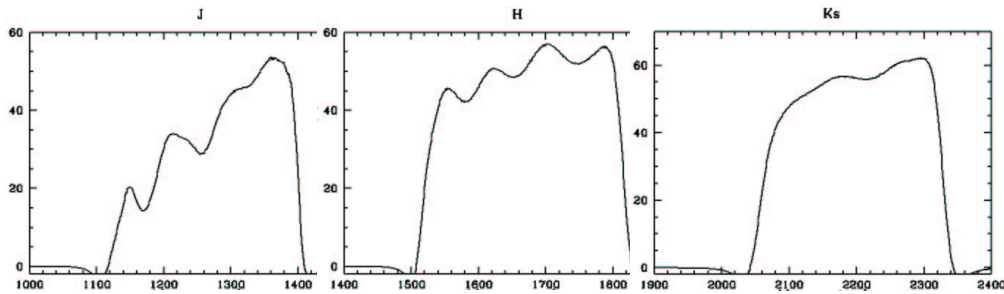


FIG. 8.2 – Courbes de transmission (en %) des filtres J, H et  $K_s$ . En abscisses : la longueur d'onde en nm.

## Acquisition

L'acquisition se déroule, pour chacun des trois filtres J, H et  $K_s$ , en mode *fowler* : 4 saisies ( $A_1, A_2, A_3, A_4$ ) sont faites au début de la pose, et 4 autres ( $B_1, B_2, B_3, B_4$ ) à la fin. Les moyennes  $A$  et  $B$  sur les 4 saisies sont calculées, et la différence  $B - A$  donne, pour chaque pixel, la luminosité accumulée pendant la pose.

Les données CAIN utilisées se regroupent en 2 modes d'observations :

- Le mode **wire** est obtenu avec une pose de 15 secondes par image ;
- le mode **long** a un temps de pose 5 fois plus grand.

### Limites de magnitude

La limite de saturation est à environ la magnitude 7 dans les trois filtres.

Le tableau 8.1 explicite les limites de complétude pour les modes *wire* et *long*. Les limites des filtres J et H sont à peu près les mêmes. À noter que ces valeurs ne concernent que les champs non encombrés, ce qui n'est pas le cas dans la présente étude. Dans les régions les plus peuplées, la limite de complétude peut tomber jusqu'à la magnitude 11 ! Les limites effectives ont donc été estimées champ par champ (voir en 8.4.1).

	<b>J, H</b>	<b>K<sub>s</sub></b>
<b>wire</b>	16.2	15.5
<b>long</b>	17.2	16.5

TAB. 8.1 – Limites de complétude approximatives (en mag) des filtres J, H et K<sub>s</sub> de la caméra CAIN-II pour des champs non encombrés.

Ces limites de complétude sont jusqu'à 1 mag plus profondes que 2MASS, et a fortiori meilleures que DENIS dans les bandes communes J et K<sub>s</sub>. La surdensité détectée par Hammersley et al. (2000) s'observant dans les magnitudes les plus faibles, cette plus grande profondeur s'est avérée particulièrement nécessaire pour notre étude.

### Erreurs photométriques

Les catalogues résultant de la réduction des données CAIN ne fournissent pas les erreurs photométriques étoile par étoile, il n'est donc pas possible d'estimer les lois d'erreurs champ par champ, comme ça l'est pour DENIS par exemple, ce qui est regrettable puisque ces lois d'erreurs sont prises en compte par le modèle de Besançon lors de la construction des simulations.

J'ai eu tout de même à disposition une loi d'erreur (en forme exponentielle) ajustée sur le champ à  $l=27^\circ$   $b=0^\circ$  pour chacun des types de données utilisés, *long* et *wire* et pour chaque bande photométrique. Les formules sont données dans la table 8.2.

TAB. 8.2 – Lois d’erreurs pour les mode *long* et *wire*, et les bandes J, H et  $K_s$ .  $m$  correspond à la magnitude apparente dans la bande concernée.

	long	wire
J	$6.6577 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0.8513 \cdot m}$	$5.7762 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0.8091 \cdot m}$
H	non utilisée	$5.8122 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0.8430 \cdot m}$
$K_s$	$8.3806 \cdot 10^{-6} \cdot e^{0.7276 \cdot m}$	$1.7521 \cdot 10^{-7} \cdot e^{0.8746 \cdot m}$

## 8.2 Champs étudiés

Le tableau 8.3 répertorie les 15 champs qui ont servi à notre étude, ainsi que leurs caractéristiques (position, surface de comptage), le mode d’observation (*long* quand il était disponible, *wire* sinon), et les bandes photométriques prises en compte (J et  $K_s$  pour tous les champs sauf celui à  $l=37^\circ$   $b=+2^\circ$ , pour lequel la bande H a remplacé la bande  $K_s$  inobservée).

J’ai classé les fenêtres en 2 ensembles : celles qui se situent sur le plan galactique et les autres. Cette dichotomie se retrouvera par la suite, car lors des comparaisons entre différentes directions, les champs ne seront pris en compte qu’avec les autres de la même partition.

l (°)	b (°)	surface (deg <sup>2</sup> )	mode	bandes
Champs sur le plan galactique				
45	0	0.0699	long	J, $K_s$
40	0	0.0705	long	J, $K_s$
32	0	0.0620	wire	J, $K_s$
28	0	0.0693	wire	J, $K_s$
27	0	0.0697	long	J, $K_s$
26	0	0.12	wire	J, $K_s$
21	0	0.0699	wire	J, $K_s$
20	0	0.0697	long	J, $K_s$
15	0	0.0695	wire	J, $K_s$
Champs hors du plan galactique				
37	2	0.0703	wire	J, H
33	-2	0.0703	long	J, $K_s$
27	-0.5	0.0696	wire	J, $K_s$
27	0.5	0.0697	wire	J, $K_s$
27	1	0.691	wire	J, $K_s$
26	2	0.0695	long	J, $K_s$

TAB. 8.3 – Liste des 15 champs CAIN étudiés.

Le choix des champs parmi ceux que nous avons à disposition a été plus ou moins imposé par la distribution longitudinale de l'extinction : par exemple, les régions entre  $22^\circ$  et  $24^\circ$  inclus, et autour de  $30^\circ$  en longitude, sont très absorbées, ce qui implique une faible statistique d'étoiles et un sondage moins profond. Le même problème intervient aux longitudes  $l=17^\circ$  et  $l<15^\circ$ . De plus, en-deçà de  $l=12^\circ$  apparaît la population stellaire du bulbe, ce qui compliquerait l'analyse des comptages. Même le champ à  $15^\circ$  est peut-être un peu contaminé par les étoiles du bulbe. Par ailleurs, deux champs à  $l=18^\circ$  et  $l=19^\circ$  ont dû être écartés car ils présentaient des signes de mauvaise calibration.

### 8.3 Détermination de l'extinction

La situation n'est pas la même que pour l'étude du bulbe, et l'ajustement de l'extinction le long de la ligne de visée dans les 94 fenêtres. D'une part, leur nombre important empêchait une détermination fine pour chacun des champs, de l'autre le fait que ces fenêtres aient été sélectionnées car elles présentaient une plus faible absorption ne rendait pas cette détermination fine nécessaire.

Ici, c'est l'inverse qui se passe : les champs, issus d'observations faites à des intervalles de longitude réguliers (pas de  $1^\circ$ ), ont été choisis pour avoir la meilleure couverture possible de la zone étudiée, et même s'ils ne font pas partie des plus absorbés (ceux-là ont été écartés), ces champs gardent une extinction assez forte. D'un autre côté, le faible nombre de fenêtres (15) autorise l'usage d'une méthode plus fine (et donc plus difficile à mettre en oeuvre) d'estimation du rougissement.

Il est par ailleurs préférable de choisir une méthode basée sur l'analyse des données et de la théorie, mais pas sur les simulations issues du modèle de Besançon (comme c'est le cas dans les ajustements d'extinction faits sur les 94 fenêtres de DENIS). En effet, le principe de la présente étude est de déduire l'existence d'une surdensité stellaire en comparant des observations avec un modèle qui ne la prévoit pas. Ce dernier est ainsi pris en tant que description de référence de la Galaxie (et plus particulièrement du disque mince), au contraire de l'étude du bulbe externe où il servait plutôt d'outil pour ajuster les paramètres de densité. C'est pourquoi il me semblait plus convenable et cohérent dans la démarche de garder l'analyse des données, et donc l'ajustement de l'extinction, vierge de toute ingérence des simulations issues d'un modèle dont le but est de montrer l'adéquation ou non avec les comptages et diagrammes observés.

La méthode utilisée a été développée par López-Corredoira et al. (2002) (que nous noterons L02 par la suite), et se base sur l'extraction des géantes K. Toutefois, quelques modifications de paramètres ont dû être appliquées pour adapter la méthode à la présente étude<sup>1</sup>.

Après avoir décrit la méthode, je la compare avec d'autres déterminations fines de l'extinction, et notamment avec celle de Drimmel. Si la méthode de L02 adaptée marche aussi bien ou mieux que cette dernière dans la quasi totalité des cas, il existe un champ pour lequel l'inverse se passe. Dans ce cas-là, l'estimation de Drimmel est choisie à la place de l'autre pour construire les simulations.

### 8.3.1 Principe de la méthode

#### Méthode originelle

La méthode de détermination de la distribution de l'extinction le long de la ligne de visée décrite par L02 part du principe que la trace des géantes rouges apparaissant dans les diagrammes magnitude-couleur (DMC)  $K_s/J-K_s$  est majoritairement constituée d'étoiles de type K2III du disque.

La distribution d'extinction est déterminée comme suit :

- On extrait tout d'abord les étoiles du *red clump* en prenant celles comprises dans le diagramme  $K_s / J-K_s$  entre deux courbes obtenues à l'aide du modèle SKY (Wainscoat et al. 1992), et on considère toutes ces étoiles comme étant des géantes K2III (Cohen et al. 2000).
- On construit ensuite des histogrammes de couleur  $J-K_s$  par tranche de magnitude  $K_s$  (notons  $m_K$  le centre d'un intervalle), et on détermine, par l'ajustement d'une fonction gaussienne, la couleur  $(J-K)_m$  correspondant au pic de l'histogramme. À partir des points maxima obtenus, on ajuste une courbe  $(m_k, (J-K)_m)$ . Celle-ci constitue la modélisation de la trace des géantes. Cette étape est illustrée dans la figure 8.3
- La trace obtenue étant associée à des géantes de type K2III, on dispose, soit par la théorie soit par des calibrations empiriques, de leur magnitude absolue, notée  $M_K$ , et de leur couleur intrinsèque  $(J-K)_0$ , valant respectivement -1.65 mag et 0.75 mag. Ces valeurs numériques proviennent des tables de Wainscoat et al. (1992). Pour chaque point de la courbe, partant de  $m_K$  et  $(J-K)_m$ , et connaissant  $M_K$  et  $(J-K)_0$ ,

---

<sup>1</sup>Ce travail d'estimation de l'extinction des 15 champs CAIN, à l'aide de la méthode développée par L02 et amendée par nous-mêmes, est le fruit d'une forte collaboration avec Antonio Cabrera-Lavers, doctorant à l'IAC.



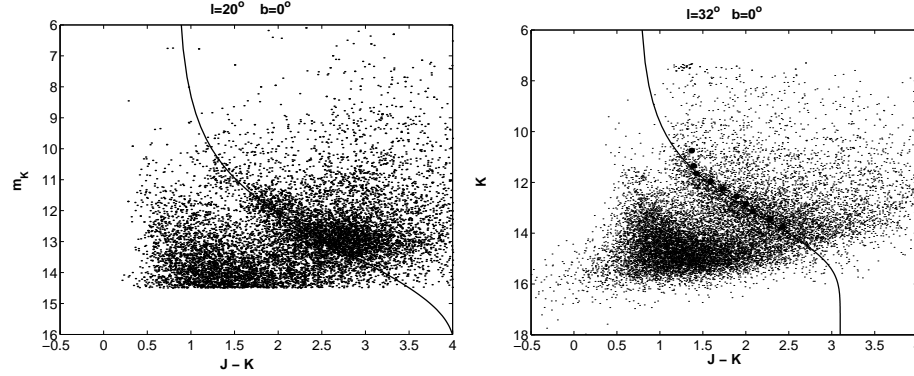


FIG. 8.3 – Extraction de la trace des géantes sur des diagrammes  $K_s / J-K_s$ . Les points correspondent aux maxima des histogrammes en couleur de chaque tranche de magnitude. En continu : les courbes ajustées déduites de ces points en faisant varier l’extinction.

on en déduit l’absorption  $A_K$  à l’aide de l’équation 8.1<sup>2</sup> :

$$A_K = \frac{(J - K)_m - (J - K)_0}{1.52} \quad (8.1)$$

Le coefficient  $1.52 = \frac{g_{J-K}}{g_K} = \frac{0.170}{0.112}$  provient de la loi d’extinction de Rieke et Lebofsky (1985).

Puis on calcule la distance  $r$  séparant l’étoile de l’observateur à travers l’équation 8.2 :

$$r(pc) = 10^{(m_K - M_K + 5 - A_K)/5} \quad (8.2)$$

- On obtient ainsi la distribution d’extinction sur la ligne de visée en  $A_V$ , puisque c’est dans cette grandeur là qu’elle est rentrée dans le modèle :

$$A_V(r) = \frac{1}{g_K} A_K(r) = \frac{1}{0.112} A_K(r) \quad (8.3)$$

Il est légitime de se demander si le fait de prendre des mêmes valeurs de magnitude et couleurs absolues pour toutes les géantes sélectionnées - en d’autres termes choisir un pic de Dirac comme Fonction de Luminosité et de

<sup>2</sup>Soient deux bandes photométriques  $B$  et  $C$ . On note  $A_B$  et  $A_C$  les absorptions dans ces deux bandes. On définit le rougissement  $E_{B-C} = A_B - A_C$  la soustraction de ces deux absorptions, qui est également la différence entre la couleur apparente  $B - C$  et la couleur absolue  $(B - C)_0$ .  $E_{B-C}$  est un terme uniquement dû à l’extinction. On définit par ailleurs le coefficient  $g_{B-C}$  comme étant le rapport entre le rougissement  $E_{B-C}$  et l’extinction dans la bande  $V$   $A_V$ . De même, pour la bande  $B$ , on note  $g_B$  le rapport entre l’absorption  $A_B$  et le  $A_V$ . Les coefficients  $g$  s’obtiennent à partir de lois d’extinction, dont Rieke& Lebofsky (1985) et Mathis (1990), que nous avons utilisées lors de cette thèse, sont deux exemples.

couleur - n'est pas une approximation trop grossière. Mais, apparemment, il n'en est rien : en effet, dans L02, les auteurs comparent la densité stellaire (extraite de la même manière que la distribution en extinction) qu'ils obtiennent en prenant en tant que Fonction de Luminosité en  $K_s$  d'un côté un pic de Dirac et de l'autre une gaussienne de dispersion 0.3, valeur donnée par le modèle SKY (Wainscoat et al. 1992). La différence ainsi mesurée est inférieure à l'erreur sur les estimations.

Par ailleurs, le *red clump* peut être contaminé par des étoiles à des distances et des  $A_V$  différents, notamment dans les faibles luminosités. De plus, à ces grandes magnitudes, les données ne sont plus complètes et la statistique diminue. Une incomplétude en J peut également biaiser la détermination du maximum en J- $K_s$ . Ceci fait qu'à partir d'un certain rayon, la distribution  $A_V(r)$  estimée devient douteuse. Avec une magnitude limite d'environ 13 mag en  $K_s$ , on estime que les valeurs de  $A_V$  au-delà d'environ 8 kpc sont à mettre entre parenthèses. Mais ceci ne sera pas trop préjudiciable, étant donné que les étoiles étudiées se situent à des distances inférieures.

La petitesse des champs permet d'envisager une distribution assez uniforme en  $A_V$  dans la fenêtre. Mais elle réduit beaucoup le nombre d'étoiles, notamment au début (magnitudes brillantes) et surtout à la fin (faibles luminosités) de la trace des géantes. Or, la méthode de L02 requiert une grande statistique d'étoiles. Ce manque d'effectif augmente de façon assez importante l'incertitude sur le sommet du pic de l'histogramme en couleur, notamment dans les tranches de magnitudes faibles, et détériore l'estimation de la distribution d'extinction à partir d'une certaine distance. La même difficulté se retrouve dans les champs situés hors du plan, et ce pour toutes les magnitudes. Dans cette région, l'extinction est certes plus faible, mais la densité stellaire également. On imagine ainsi aisément que la méthode de L02 ne peut pas marcher dans les hautes latitudes. Son domaine d'action se réduit donc aux régions sur et proches du plan galactique.

### **Adaptation aux valeurs théoriques de Besançon**

Le principe de l'étude de cette deuxième partie de ma thèse est la comparaison des données CAIN avec les simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon. Avant toute comparaison, il est indispensable d'estimer la distribution d'extinction le long de la ligne de visée et de la prendre en compte dans les simulations. La détermination de la loi  $A_V(r)$  entrée dans le modèle doit donc être cohérente avec les paramètres de ce dernier. Or quelques différences existent dans le traitement de l'extinction entre le le modèle SKY, employé par les auteurs de L02, et celui de Besançon. Ces différences n'obligent pas du tout à reconsidérer la méthode, mais nécessitent

quelques (minimes) corrections numériques dans les équations.

Premièrement, comme le montre la figure 8.4, les étoiles majoritaires dans le modèle de Besançon ne sont pas les géantes K2, mais K1, qui ont des magnitude et couleur absolues sensiblement différentes, les histogrammes culminant à  $M_K = -1.85$  mag et  $(J - K_s)_0 = 0.64$  mag.

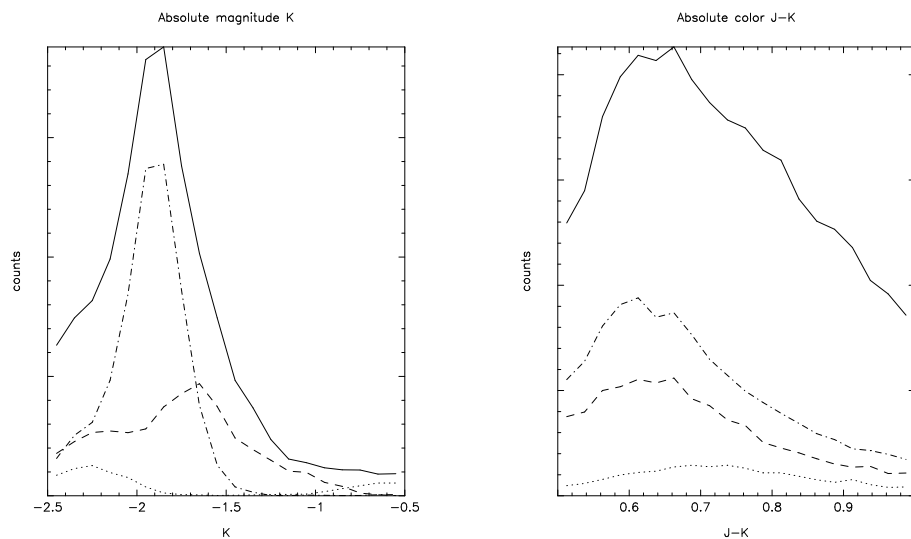


FIG. 8.4 – Distributions en magnitude absolue  $M_K$  et en couleur intrinsèque  $(J - K_s)_0$ , déduites des simulations des 14 champs possédant des données en  $K_s$ , après application des coupures en magnitude et couleur apparentes (voir 8.4.3). Les comptages des étoiles K0, K1 et K2 sont respectivement tracés en  $\cdots$ ,  $- \cdot -$  et  $- -$ , tandis que leur somme est représentée en continu.

Deuxièmement, la loi d'extinction choisie dans le modèle de Besançon n'est pas de Rieke et Lebofsky (1985) mais de Mathis (1990), avec  $g_{J-K} = 0.174$  et  $g_K = 0.108$ , ce qui donne  $\frac{g_{J-K}}{g_K} = 1.61$  au lieu de 1.52 dans l'équation 8.1 et 0.108 à la place de 0.112 dans l'égalité 8.3.

Comme on le voit sur le graphique 8.5, la différence reste petite entre les distributions d'extinction obtenues par la méthode originelle et celles après correction, surtout pour des champs situés sur le plan (où l'absorption est importante). L'écart relatif est certes plus grand pour des champs placés plus loin du plan, mais il ne dépasse pas 7% en  $A_V$  et 9% en  $r$ . Ce n'est pas négligeable, mais c'est peu compte tenu de l'imprécision sur la distribution en extinction résultante. Mais, même si les modifications apportées demeurent réduites, j'estime qu'elles s'imposaient, ne serait-ce que par souci de cohérence.

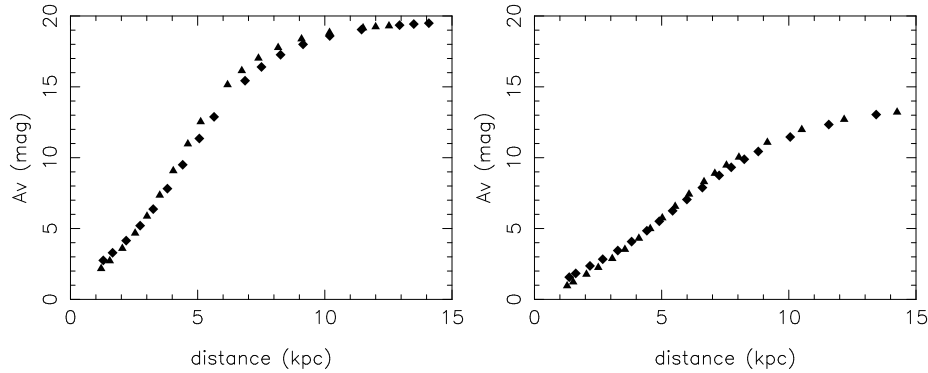


FIG. 8.5 – Lois  $A_V(r)$  pour deux champs du plan galactique :  $l=20^\circ$  (gauche) et  $l=32^\circ$  (droite). Les distributions d'extinction déduites des valeurs originelles de la méthode de L02 sont représentées par des triangles, et celles obtenue après correction par des diamants.

### Le cas $l=37^\circ$ $b=+2^\circ$

Ce champ, assez important dans l'étude car il s'agit d'une des deux seules fenêtres dites du disque ( $l>30^\circ$ ) à se situer hors du plan galactique, ne possédait pas d'observations dans la bande  $K_s$ . Nous nous sommes alors servis de la bande H en remplacement. La méthode de détermination de l'extinction est exactement la même, mais les valeurs numériques des magnitude et couleur intrinsèques changent :

$M_H = -1.65$  mag,  $(J - H)_0 = 0.5$  mag. Ces valeurs sont moins bien définies que pour la bande  $K_s$ , et présentent une plus grande dispersion (Wainscoat et al. 1992). Toutefois, le champ est situé à deux degrés du plan, l'extinction n'est pas très forte, et cette incertitude n'a quasiment aucune influence sur les résultats.

### Utilisation de 2MASS

Afin de remédier au problème de faible statistique, nous avons choisi, lorsque les données étaient disponibles, d'ajuster les lois  $A_V(r)$  à partir d'autre observations telles que 2MASS sur des fenêtres plus vastes. On ne peut certes pas élargir impunément la surface d'un facteur trop important, car l'absorption dans un champ se doit de rester convenablement homogène, mais la multiplier par trois ou quatre permet d'obtenir un nombre suffisant d'étoiles dans les tranches de magnitude faiblement peuplées. Un bémol à l'utilisation de 2MASS est que les données sont moins profondes. Mais nous avons estimé que l'incomplétude n'aurait pas une trop grande influence sur la position du maximum du pic en couleur, et que le besoin d'une plus grande

statistique justifiait l'emploi de 2MASS quand on le pouvait. Les données DENIS, elles, n'étaient pas assez profondes pour qu'on puisse s'en servir.

Malheureusement, au moment où nous effectuions ce travail, les catalogues 2MASS n'étaient pas encore passés dans le domaine public dans leur totalité, et nous ne disposons de ces observations que pour une faible part des champs étudiés.

### Ajustements par morceaux

Pour certaines fenêtres, nous avons été obligés d'effectuer le travail par blocs, en ajustant d'une part l'extinction sur le début de la trace des géantes (magnitudes brillantes, distances à l'observateur faibles), puis à sa queue (grandes distances), et de relier les deux courbes  $A_V(r)$ . Les raisons d'opérer ainsi sont diverses. Il peut s'agir d'un champ pour lequel un gros nuage d'extinction réduit très fortement la statistique d'étoiles aux magnitudes intermédiaires (c'est ce qui se passe à  $l=28^\circ$   $b=0^\circ$ , la présence du nuage suspecté étant confirmée par des images de gaz dans la direction). Il peut s'agir également du cas où l'on arrive pas à ajuster sur le diagramme magnitude-couleur une courbe lisse à partir des points correspondant aux maxima des gaussiennes ajustées, si on prend ces maxima dans leur ensemble.

### 8.3.2 Comparaison avec d'autres méthodes

D'autres méthodes d'ajustement de la distribution d'extinction existent, et j'en présente un échantillon dans cette sous-partie. Je ne m'intéresse ici qu'aux estimations en 3 dimensions, au contraire de cartes 2D comme celles de Schultheis et al. (1999) (voir 3.2.1.) ou Schlegel et al. (1998), car pour l'étude qui nous concerne, une connaissance assez précise de l'extinction le long de la ligne de visée est nécessaire.

Une attention plus particulière sera portée sur le modèle de matière interstellaire de Drimmel, car pour certains champs, c'est la distribution d'extinction issue de ce modèle qui sera choisie plutôt que celle provenant de nos travaux.

#### Méthode Q

Je ne fais ici que présenter à titre d'information (aucune comparaison de résultats avec la nôtre n'a été faite) cette méthode proposée par J. Guarinos dans sa thèse (1991). Celle-ci requiert l'usage de trois bandes photométriques (prenons ici J, H et K).

La méthode se base sur l'invariance par rapport au rougissement du facteur  $\mathcal{Q}$  (voir la note de bas de page 2 pour la définition des coefficients  $g$ ) :

$$\mathcal{Q} = (J - H) - (J - K) \frac{g_{J-H}}{g_{J-K}} = (J - H)_0 - (J - K)_0 \frac{g_{J-H}}{g_{J-K}} \quad (8.4)$$

On procède de la manière suivante :

- $\alpha/$  Si on suppose que les étoiles sont des géantes d'un type donné, on peut déduire d'un modèle une régression linéaire entre les couleurs absolues  $(J - H)_0$  et  $(J - K)_0$ .
- $\beta/$  L'équation ainsi obtenue, apposée à l'égalité 8.4 entre  $\mathcal{Q}$  (mesuré à partir des couleurs apparentes) et  $(J - K)_0$ , permet de déduire la valeur de  $(J - K)_0$ .
- $\gamma/$  On détermine alors le  $A_V$  :  $A_V = \frac{(J-K) - (J-K)_0}{g_{J-K}}$ .
- $\delta/$  Puis on obtient la distance  $r$  par la relation  $r(pc) = 10^{\frac{m-M+5-A}{5}}$ , à partir des valeurs de magnitude absolues des géantes livrées par la théorie ou par des calibrations empiriques.

Cette méthode n'est en fait pas si éloignée de celle que l'on a utilisée : elle use d'une relation (explicite ici, implicite pour nous) déduite d'un ajustement fait sur des diagrammes, elle se sert ensuite d'une valeur de magnitude absolue tirée de la théorie ou de calibrations empiriques pour déduire le  $A_V$ . La grande différence est l'emploi ici de deux couleurs au lieu d'une. Si d'un côté, la méthode n'est applicable que quand des observations sont disponibles dans les 3 bandes (ce qui n'est pas toujours le cas), on peut penser d'un autre côté que l'usage d'une couleur en plus permet de puiser le maximum d'information des données, ce qui peut déboucher sur une détermination plus fine de l'extinction. Toutefois, dans la méthode de L02, la deuxième couleur manquante est compensée par l'utilisation d'une valeur théorique ou empirique supplémentaire (la couleur absolue des géantes K1). En supposant son estimation assez bonne, on en déduit que les deux méthodes doivent se valoir.

À noter cependant qu'un des avantages de la méthode  $\mathcal{Q}$  est qu'elle permet de faire des coupures non biaisées (cf Alard 2001).

### Ajustements sur des histogrammes en J-K

Sébastien Derrière, dans sa thèse (2001), a construit une méthode d'estimation de la distribution de l'extinction à partir d'observables telles que les histogrammes de couleurs et des simulations du modèle de Besançon.

On crée au départ un catalogue simulé avec une extinction faible ou nulle. On ajoute progressivement, à différentes distances, des grumeaux absorbants

$\delta A_V(r)$  (dont l'effet est d'augmenter le rougissement de toutes les étoiles situées à des distances supérieures), et ce jusqu'à obtenir la convergence d'un estimateur.

Ce procédé, validé sur fausses données, a fait ses preuves dans l'estimation de l'extinction d'une zone très absorbée, nommée 07B et centrée en  $l=264^\circ$  et  $b=2.7^\circ$ , reproduisant correctement le nuage absorbant.

Une autre méthode, également basée sur l'emploi d'histogrammes de couleur et l'usage des simulations issues du modèle de Besançon, a été élaborée à l'Observatoire de Besançon. L'étude, l'amélioration et la validation sur des fausses données de cette méthode ont fait l'objet du stage de DEA de Kel-touma Aoubaïda (2003). La validation et les comparaisons des estimations d'extinction obtenues avec d'autres telles celle de L02, Sébastien Derrière ou Ronald Drimmel, montrent que la méthode marche bien. Son principe est le suivant :

- $\alpha$ ) On part d'une simulation sans extinction. On affecte ensuite à chaque étoile simulée une valeur de rougissement correspondant au rajout d'une extinction diffuse  $A_{V0}(r)$ . Le fait de ne pas la prendre en compte dès la construction de la simulation autorise toute diminution de l' $A_V$  d'une étoile lors de l'ajustement. Par ailleurs, le rajout de l'extinction diffuse permet de *répartir* les étoiles dans une grande amplitude de couleurs J-K<sub>s</sub>, quand bien même un faible éventail de couleur absolues est couvert. On peut ainsi ranger selon les J-K<sub>s</sub> croissants les étoiles simulées et celles des observations, et les classer en  $n$  tranches de même effectif. Le rougissement augmentant avec l'éloignement de l'objet à l'observateur, les ordonner d'une telle manière revient en moyenne à les ranger selon les distances croissantes.
- a) Soit la tranche numéro 1, de couleur moyenne observée  $\hat{C}_1$ . Nommons respectivement  $r_1$  et  $C_1$  le rayon et la couleur moyens des étoiles simulées de cette tranche. On calcule  $\delta A_V(r_1) = \frac{\hat{C}_1 - C_1}{0.174}$  la correction en  $A_V$  nécessaire pour confondre les couleurs moyennes du modèle et des données.
- b) On rajoute  $\delta A_V(r_1)$  à l' $A_V$  et  $0.174 \cdot \delta A_V(r_1)$  au J-K<sub>s</sub> de toutes les étoiles simulées ayant une distance supérieure à  $r_1$ .
- c) On réitère les mêmes opérations depuis a) pour l'intervalle de couleur numéro 2, et ainsi de suite ...
- $\omega$ ) On obtient ainsi, quand les  $n$  groupes sont passés en revue, la loi  $A_V(r)$  par :

$$A_V(r) = A_{V0}(r) + \sum_{r_i < r} \delta A_V(r_i)$$

Afin que cette méthode marche, il est indispensable d'extraire les naines, dont la contamination est trop grande aux faibles luminosités. Pour ce faire, il faut appliquer une limite inférieure en  $J-K_s$ , ainsi qu'une magnitude maximale en  $K_s$ . La limite en couleur se détermine après une première estimation grossière de la loi  $A_V(r)$ . Les détails se trouvent dans le mémoire de DEA de Keltouma Aoubaïda.

Ces deux méthodes se basent sur des simulations issues du modèle de Besançon auxquelles on rajoute de l'extinction déterminée à partir de comparaisons d'histogrammes en  $J-K_s$ .

Or, comme je l'ai dit dans l'introduction de cette partie 8.3, il me semblait préférable d'estimer l'absorption sans passer par le biais du modèle de Besançon, le principe de la mise en évidence (ou non) de la surdensité reposant sur la preuve (ou non) de l'inadéquation à certaines longitudes entre le modèle et les données. De plus, cette inadéquation est recherchée notamment à travers l'étude des histogrammes en  $J-K_s$ , outil principal pour la détermination de l'extinction dans les procédés de Sébastien Derrière et Keltouma Aoubaïda.

C'est pourquoi, par souci d'"indépendance" de l'analyse des données et de l'ajustement de l'extinction par rapport au modèle de Besançon, même si ces méthodes ont montré de bons résultats, les employer m'a paru inopportun.

### Modèle de Drimmel

Drimmel & Spergel (2001) ont développé un modèle de distribution de la matière interstellaire, basé sur les luminosités intégrées en infrarouge proche et lointain de COBE/DIRBE. De cette distribution de la matière interstellaire peuvent être déduites les lois  $A_V(r)$  pour une direction donnée.

Leur modèle contient (1) un disque de matière interstellaire en double exponentielle, (2) 4 bras riches en régions HII, sur lesquels est appliqué un gradient en température, (3) le bras local d'Orion, et (4) l'anneau moléculaire.

La démarche ici est tout à fait différente du parti pris dans L02, ou dans les méthodes présentées auparavant : il ne s'agit pas d'estimer l'extinction champ par champ, mais de construire un modèle global. Des corrections sont toutefois appliquées direction par direction grâce aux mesures du flux émis par la poussière en IR lointain. Si, comme on en verra un aperçu avec les comparaisons Drimmel-L02, le modèle de Drimmel & Spergel (2001) délivre dans la plupart des champs étudiés des résultats moins probants que d'autres méthodes telles celle de L02 ou celle de Keltouma Aoubaïda, il paraît clair qu'une telle démarche globale est l'avenir, si on veut obtenir une description détaillée de la Galaxie, tenant compte à la fois des populations stellaires que



du gaz. À noter qu'à l'Observatoire de Besançon, Doug Marshall commence cette année une thèse dont le sujet est justement la construction d'un modèle 3D de l'extinction dans la Galaxie.

L'article Drimmel et al. (2003) présente des comparaisons entre les estimations déduites du modèle de Drimmel, en variant les paramètres des bras spiraux ou du disque de matière interstellaire, et celles obtenues avec la méthode de L02, à différentes régions : (1) aux latitudes intermédiaires ( $|b|=10^\circ$ ), (2) à l'anticentre, et (3) sur le plan, à des longitudes entre  $30^\circ$  et  $75^\circ$ . Un champs ( $l=30^\circ$   $b=0^\circ$ ) pris en compte dans leur article se trouve dans notre zone d'étude, un autre ( $l=50^\circ$   $b=0^\circ$ ) juste à côté. Dans les deux cas, l'extinction issue du modèle de Drimmel est inférieure aux estimations de L02. Dans le premier champ, modifier le disque ou les bras spiraux ne suffit pas à combler l'écart, tandis que pour le second, la distribution d'extinction de Drimmel, une fois le disque modifié, est proche de celle de L02.

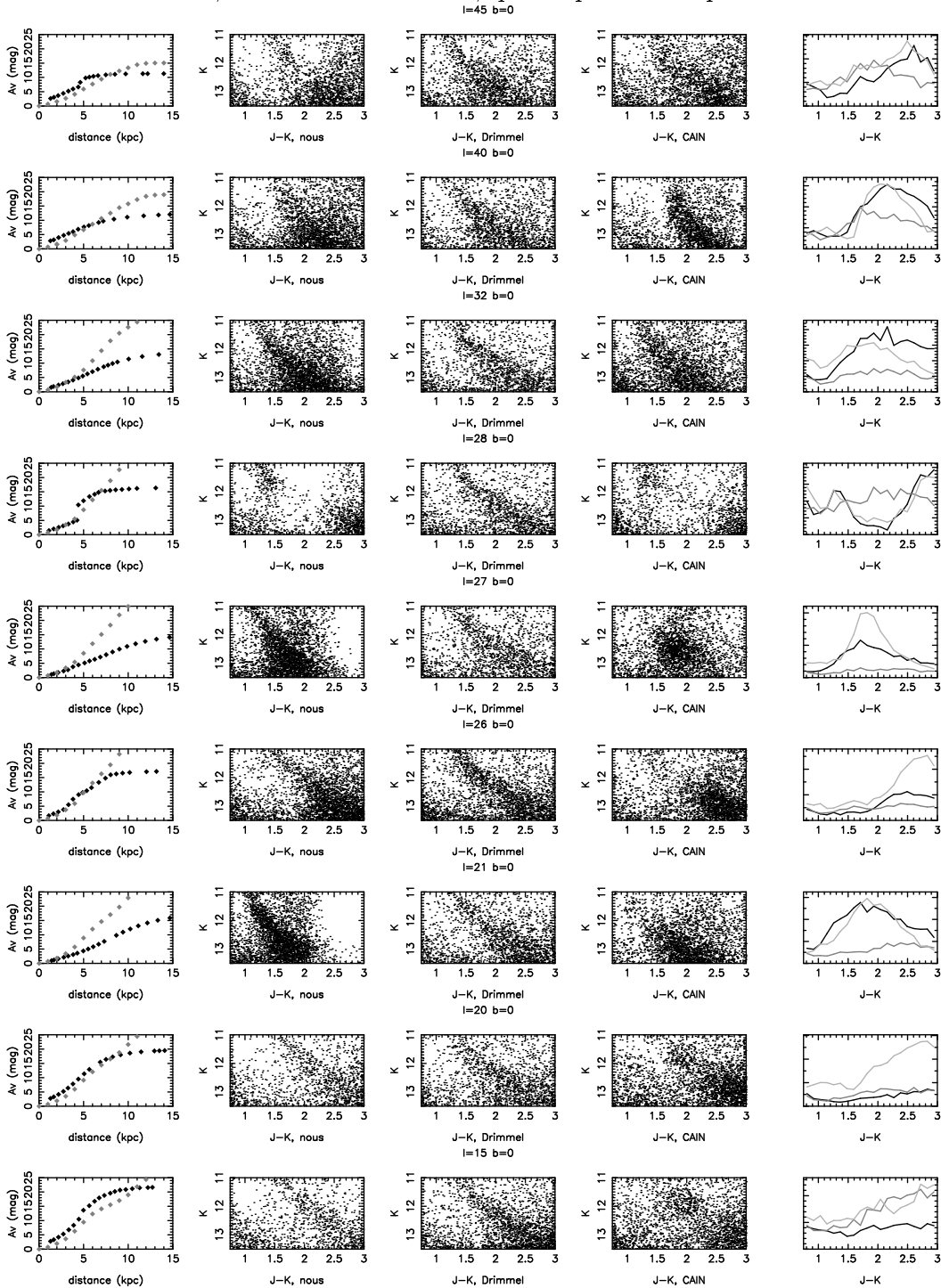
J'ai moi-même comparé, pour chacun des 15 champs de notre étude, les histogrammes fabriqués à partir de simulations utilisant l'une la loi  $A_V(r)$  de Drimmel & Spergel<sup>3</sup> et l'autre celle issue de la méthode corrigée de L02 corrigée, nous avons utilisée. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 8.6. L'observation de ces graphiques amène aux conclusions suivantes :

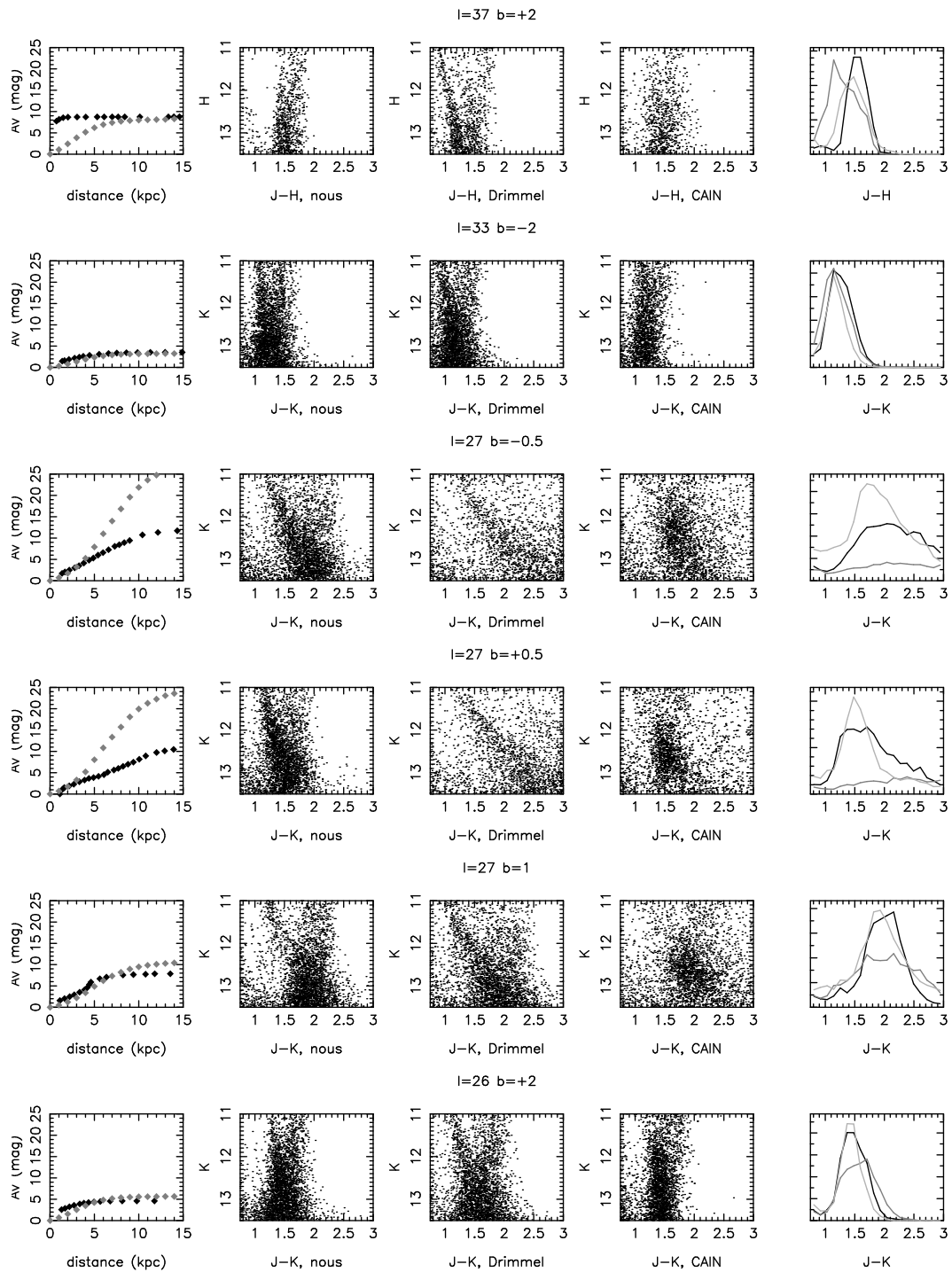
- Dans la grande majorité des champs, l'estimation obtenue par notre méthode donne clairement un meilleur accord avec les données (en ne regardant que la forme des histogrammes de couleur, sans se soucier de la hauteur des pics, liée à la densité) que celle de Drimmel.
- Pour le champ à  $l=45^\circ$ , la simulation faite d'après notre estimation est meilleure que celle de Drimmel uniquement pour les grands J-K<sub>s</sub>. Mais comme les comparaisons entre modèle et observations se feront à J-K<sub>s</sub>  $\geq 1.5$  mag (voir 8.4.3), il est inutile d'essayer d'améliorer l'estimation de l'extinction en tenant compte de la distribution de Drimmel aux courtes distances.
- Dans le cas du champ à  $l=20^\circ$ , il est difficile d'estimer d'après l'histogramme quelle distribution de l'extinction est la meilleure, tant les comptages des deux simulations diffèrent de ceux des données, mais le modèle avec la loi  $A_V(r)$  de Drimmel se rapprochant plus que l'autre de la courbe observée vers les faibles J-K<sub>s</sub>, j'ai préféré prendre cette estimation de l'extinction là.

---

<sup>3</sup>Cette comparaison, antérieure à la parution de l'article Drimmel et al. (2003), doit utiliser une version du modèle de Drimmel plus vieille que celle de l'article.

FIG. 8.6 – Comparaisons entre les distributions d'extinction issues du modèle de Drimmel et celles déduites de notre méthode. Pour les lois  $A_V(r)$  (gauche) et les histogrammes en couleur (droite), le noir correspond à la nôtre et le gris foncé à celle de Drimmel. Les histogrammes en gris clair sont ceux des données CAIN. Les diagrammes  $K_s/J-K_s$  (ou H/J-H pour le champ à  $l=37^\circ$   $b=2^\circ$ ) sont associés respectivement aux simulations issues du modèle de Besançon construites avec notre loi  $A_V(r)$  (2ème colonne), celles obtenues avec le modèle d'extinction de Drimmel (3ème), et enfin aux observations (4ème). Pour  $l=15^\circ$ , c'est le modèle de Drimmel minimum, et non celui au centre, qui est pris en compte.





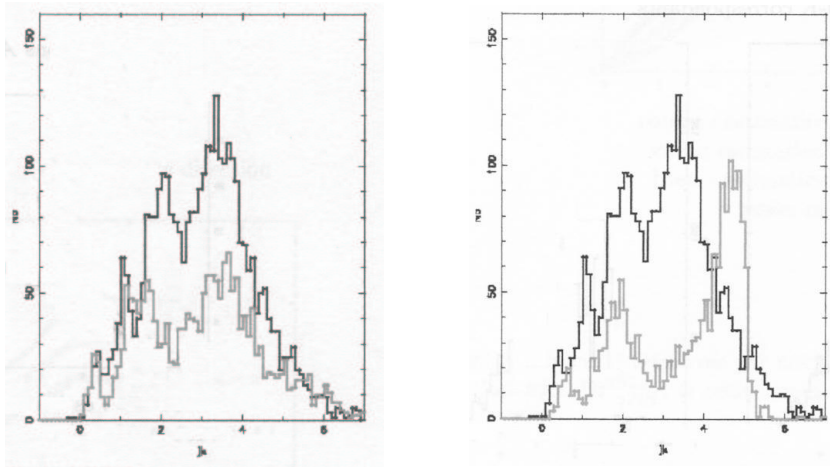


FIG. 8.7 – Histogrammes en  $J-K_s$ , pour le champ  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$ , des données 2MASS (en noir) et des simulations (en gris), issues du modèle de Besançon et construites avec la distribution d'extinction de Drimmel minimum (à gauche) et la nôtre (à droite). Les magnitudes  $K_s$  sont inférieures à 12 mag. Source : Keltouma Aoubaïda, mémoire de DEA (2003).

- Concernant le champ à  $l=21^\circ$ , si on regarde les diagrammes magnitude-couleur simulés obtenus, la méthode de L02 modifiée semble donner une absorption trop faible, et celle de Drimmel trop forte. De plus, en faisant abstraction de la hauteur des pics et en ne s'intéressant qu'à leur forme et étalement, rien ne permet clairement de préférer une distribution d'extinction à une autre. Le choix a alors été fait de moyenner les lois  $A_V(r)$  de L02 et de Drimmel.
- Keltouma Aoubaïda, dans son mémoire de DEA, a tracé, pour le champ  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$ , les histogrammes en  $J-K_s$  (pour  $K_s < 12$  mag) des données 2MASS et des simulations faites d'une part avec notre loi  $A_V(r)$  (méthode de LO2 modifiée) et d'autre part avec celle de Drimmel *minimum*. J'entends par Drimmel *minimum* la loi  $A_V(r)$  issue de son modèle donnant le moins d'absorption parmi les estimations d'extinction obtenues pour différentes directions comprises dans le champ, ce dernier étant particulièrement inhomogène.

On constate, à la lecture de la figure 8.7, que l'estimation de Drimmel minimum convient beaucoup mieux pour ce champ. Le même résultat apparaît dans la figure 8.6, où l'extinction de Drimmel prise en compte est la même estimation minimale utilisée par Keltouma Aoubaïda pour sa comparaison (mais où la coupure en  $K_s$ , l'ouverture du champ et les données sont différentes). C'est pourquoi, contrairement aux autres directions où le modèle de Drimmel utilisé correspond à la distribution

au centre de la fenêtre, c'est cette loi  $A_V(r)$  minimale de Drimmel que j'ai choisie à  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$ , pour construire les simulations à comparer avec les données CAIN (figure 8.6).

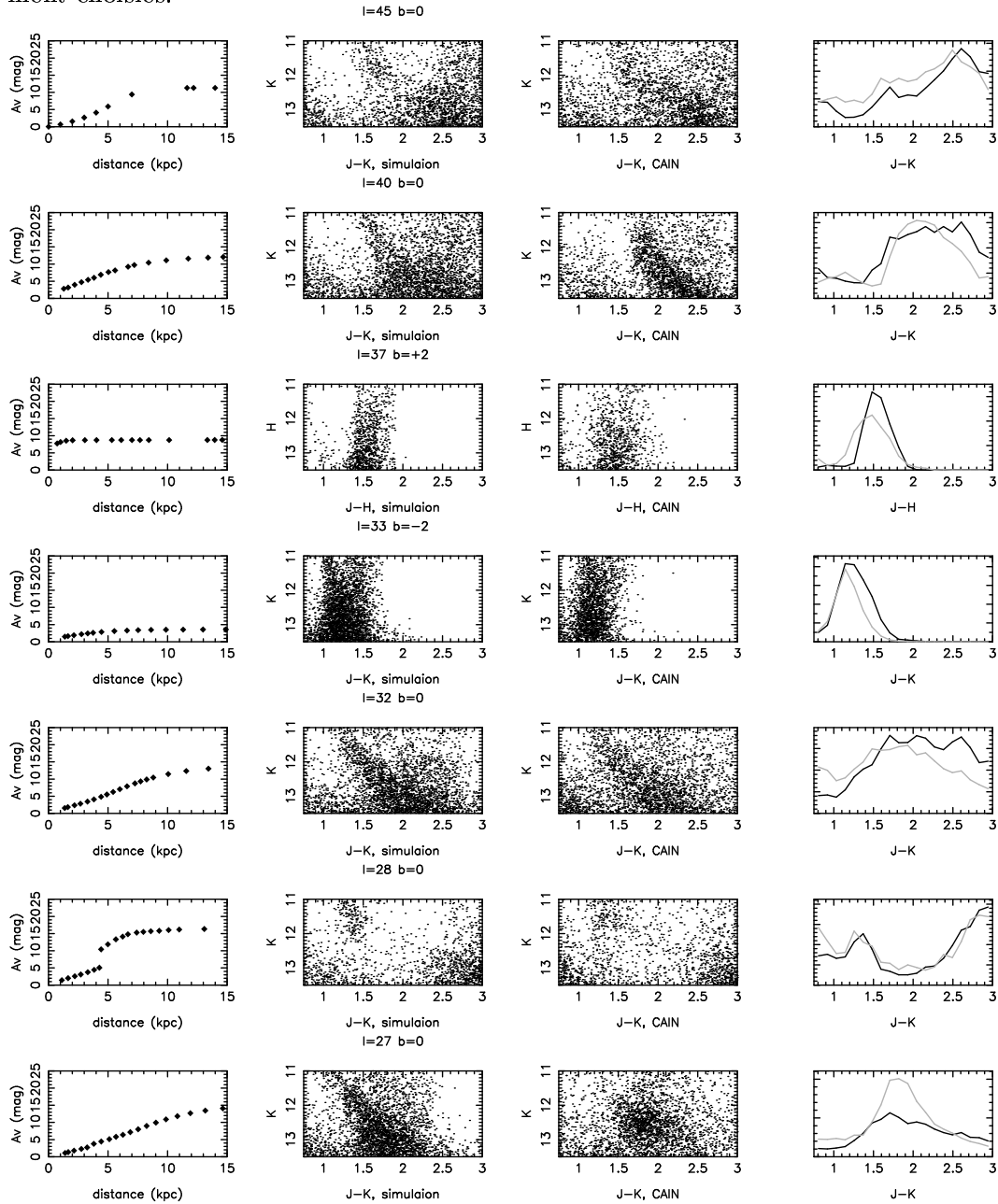
### 8.3.3 Distribution d'extinction des 15 champs

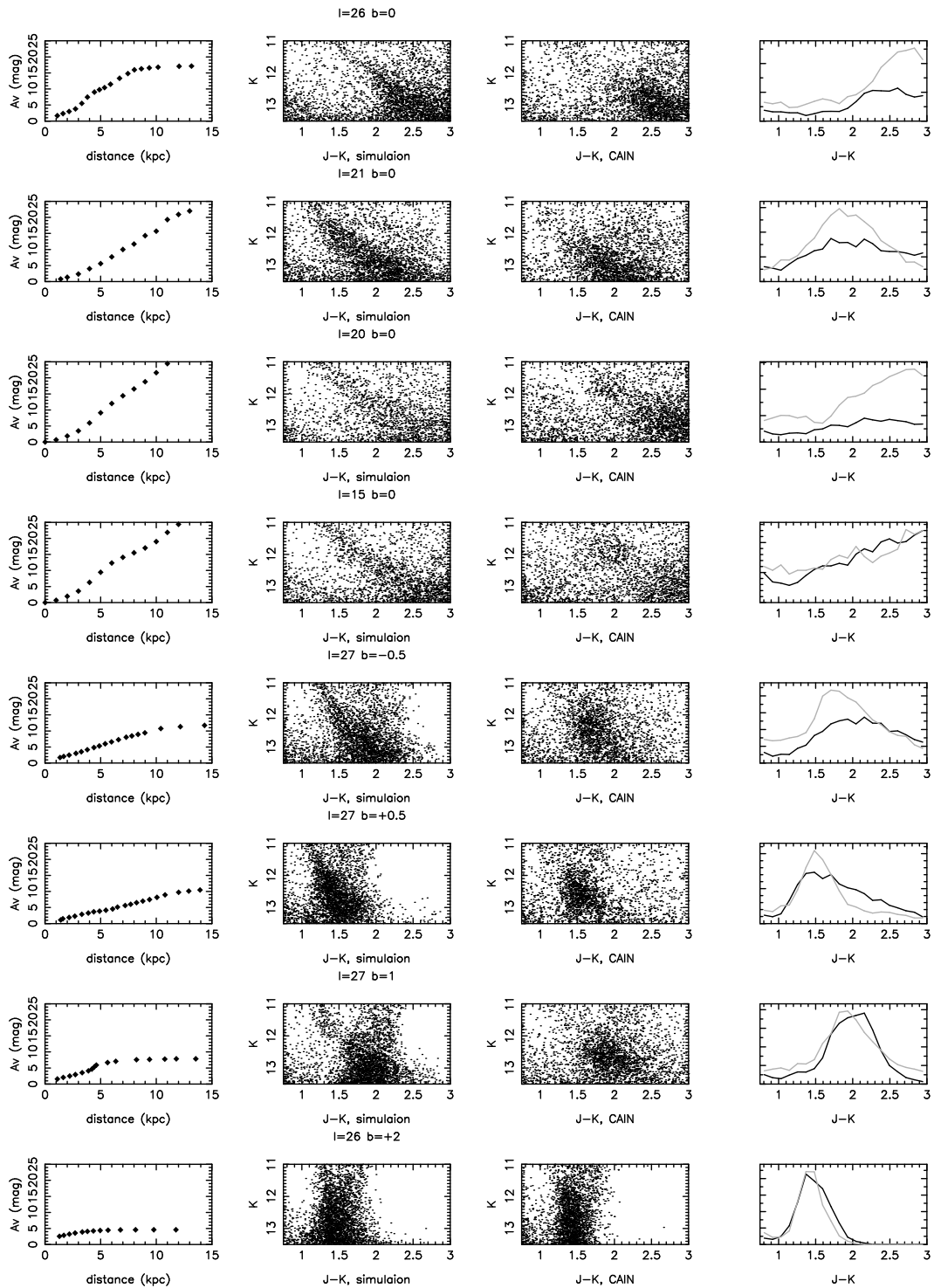
Je récapitule ici, dans le tableau 8.4, la distribution d'extinction choisie (L02 ou Drimmel), ainsi que les données (2MASS, CAIN) et le moyen (procédure normale, estimation par morceaux ...) utilisé pour l'estimer. Les courbes  $A_V(r)$  finalement choisies, histogrammes en J- $K_s$  et diagrammes magnitude-couleur associées sont tracés dans la figure 8.8.

TAB. 8.4 – Résumé des modes opératoires d'obtention des distributions d'extinction le long de la ligne de visée pour les 15 champs de l'étude.

$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	commentaires
45	0	méthode de L02 par morceaux, données CAIN
40	0	méthode de L02 par morceaux, données CAIN
32	0	méthode normale de L02, données CAIN
28	0	méthode de L02 par morceaux, données CAIN
27	0	méthode normale de L02, données CAIN
26	0	méthode de L02 par morceaux, données 2MASS
21	0	L02 + Drimmel, données CAIN
20	0	modèle de Drimmel
15	0	modèle de Drimmel
37	+2	méthode normale de L02, données CAIN
33	-2	méthode normale de L02, données CAIN
27	-0.5	méthode normale de L02, données CAIN
27	+0.5	méthode normale de L02, données 2MASS
27	+1	méthode de L02 par morceaux, données 2MASS
26	+2	méthode normale de L02, données CAIN

FIG. 8.8 – Lois  $A - V(r)$  (1ère colonne), diagrammes magnitude-couleur des simulations (2ème) et des données (3ème), et histogrammes en  $J-K_s$  (noir pour le modèle, gris pour les données) correspondant aux estimations d'extinction finalement choisies.





## 8.4 Limitations en magnitude et en couleur

Comme dans le cas de l'analyse des 94 fenêtres du bulbe externe, les coupures en couleur et magnitude apparentes sont principalement imposées par les limites de complétude (borne supérieure en magnitude) et la contamination des naines de premier plan (coupure inférieure en couleur, limite supérieure en magnitude).

Mais la grande différence réside ici dans le fait que nous avons choisi d'appliquer des coupures identiques d'une direction à l'autre, du moins pour deux champs d'une même partition<sup>4</sup>. Ces limitations particulières à chaque fenêtre n'interviennent alors qu'à titre indicatif, pour le choix de la coupure commune, et pour les avoir en tête lorsqu'il faudra estimer l'accord entre le modèle et les données.

La principale conséquence de cela est que si l'on veut éviter l'application de coupures trop strictes (limite supérieure minimale sur tous les champs en magnitude, limite inférieure maximale en couleur) qui pourrait empêcher la détection de la surdensité<sup>5</sup>, alors certains champs seront incomplets aux faibles luminosités, et quelques uns seront plus contaminés en naines que d'autres aux petits J-K<sub>s</sub>... C'est également à ces magnitudes limites que les biais d'extinction éventuels sont plus importants. Ces considérations ne devront pas être oubliées au moment des comparaisons.

### 8.4.1 Complétude

Comme je l'ai remarqué au début de ce chapitre, la complétude se détériore plus rapidement lorsque les champs sont encombrés, tels ceux situés sur ou à proximité du plan galactique. Il est donc nécessaire d'estimer les limites de complétude dans les deux bandes prises en compte pour chaque champ, même si les coupures, déduites de ces limites, sont communes à toutes les directions d'un même ensemble.

La figure 8.9 montre les histogrammes en J et K<sub>s</sub> (ou H). Pour chacune des deux bandes photométriques sont tracées deux courbes, l'une dite *souple* comptant toutes les étoiles, et l'autre dite *stricte* ne gardant que celles qui ont une contrepartie dans l'autre bande. De ces graphiques sont déduites deux limites par bande et par champ, tablées en 8.5. La première limite (stricte) correspond à la magnitude pour laquelle les histogrammes strict et souple divergent. La seconde (souple) est identifiée par le centre de la pénultième tranche de magnitude avant la diminution des comptages de la courbe du

---

<sup>4</sup>Les raisons de ce choix sont discutées en 8.4.3.

<sup>5</sup>C'est parfois à des magnitudes proches des limites de complétude que l'excès d'étoiles sera observé.



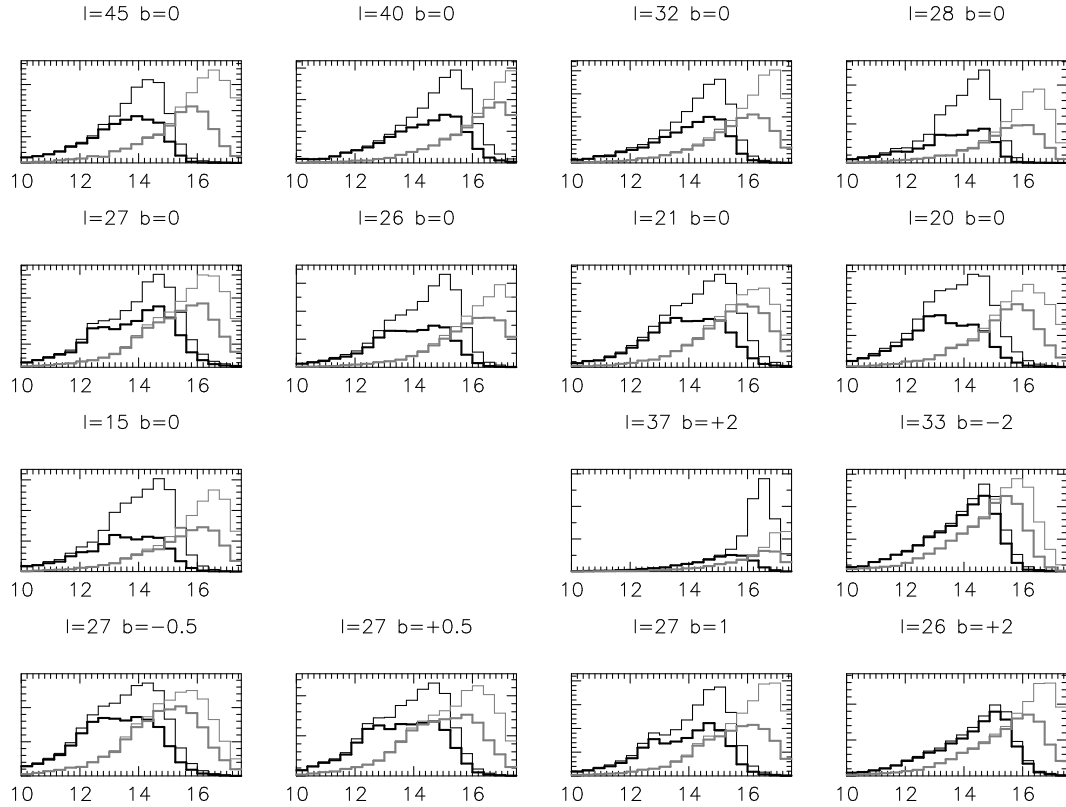


FIG. 8.9 – Histogrammes en magnitude apparente, en gris pour J et en noir pour  $K_s$  (H à  $l=32^\circ$ ). Pour les lignes épaisses (contrainte stricte), seules sont comptabilisées les étoiles présentant des données dans les deux bandes, tandis que toutes sont prises en compte dans les courbes fines (contrainte souple). Le pas est de 0.375 mag.

même nom. C'est la première qui importe le plus ici. En effet, les étoiles présentes dans la courbe souple et absentes de l'histogramme strict en  $K_s$  correspondent aux étoiles très rouges dont la luminosité en J est trop faible pour qu'on la mesure, bien que celle en  $K_s$  soit encore dans une tranche de magnitude complète. Or, aucune coupure directe en J ne sera appliquée, mais uniquement en  $K_s$  et  $J-K_s$ , les observables utilisées dans les histogrammes. La limite stricte en  $K_s$  permet alors de prendre en compte implicitement la complétude en J.

La plupart des fenêtres placées sur le plan galactique présente une limite stricte de 13.0 mag en  $K_s$ , la limite souple avoisinant les 14.4 mag. Mais, comme on le verra dans le chapitre suivant, cette limite s'avère trop basse pour une détection convenable de la surdensité. Les champs situés aux latitudes non nulles, eux, souffrent moins du rougissement et de l'encombre-

l (°)	b (°)	K <sub>s</sub> ou H (mag)		J (mag)	
		stricte	souple	stricte	souple
45	0	13.0	14.0	15.6	16.2
40	0	13.5	15.1	16.4	17.0
32	0	13.0	14.3	15.8	16.6
28	0	13.0	14.3	15.8	16.2
27	0	13.0	14.7	15.2	16.6
26	0	13.0	14.8	15.6	16.6
21	0	13.3	14.8	15.6	16.2
20	0	13.0	14.4	15.6	16.4
15	0	12.6	14.4	15.6	16.2
minimum		13.0	14.0	15.2	16.2
médiane		13.0	14.4	15.6	16.4
37	+2	15.2	16.2	16.8	17.5
33	-2	14.4	14.4	15.2	15.5
27	-0.5	12.6	14.0	14.5	15.2
27	+0.5	14.4	14.4	15.8	15.8
27	+1	13.0	14.8	15.6	16.6
26	+2	14.8	14.8	16.0	16.6
minimum		12.6	14.0	14.5	15.2
médiane		14.4	14.4	15.6	15.8

TAB. 8.5 – Limites de complétude déduites des histogrammes de la figure 8.9.

ment, il est donc normal de constater que leur limite stricte est en général plus haute qu'à  $b=0^\circ$ . De plus, ce faible rougissement par rapport à celui rencontré sur le plan fait que les étoiles se décalent moins vers les grands  $K_s$ , et parmi elles celles de la surdensité éventuelle. Les fenêtres à  $b \neq 0^\circ$  n'ayant pas servi à mettre en évidence la présence du surplus stellaire, mais à observer son comportement quand on s'éloigne du plan (voir 9.3.2), prendre une limitation en magnitude plus souple que pour les champs du plan s'avère par conséquent superflu. Ainsi, une coupure supérieure en  $K_s$  jugée acceptable pour les champs du plan le sera a fortiori pour les autres, au moins du point de vue de la complétude.

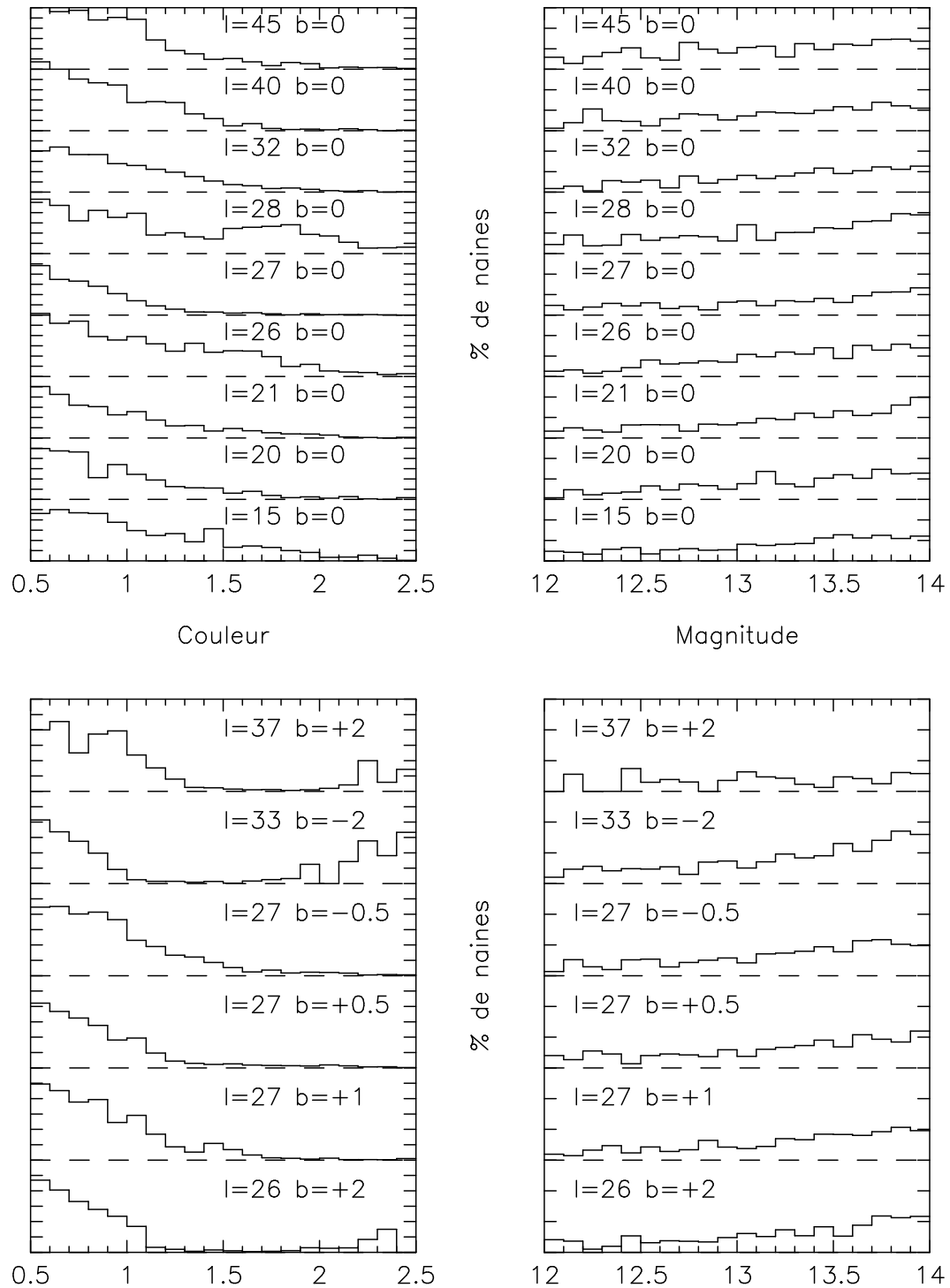


FIG. 8.10 – Histogrammes en magnitude apparente  $K_s$  ou H (gauche) et couleur apparente J- $K_s$  ou J-H (droite) des pourcentages de naines sur l'ensemble des étoiles. L'écart entre deux graduations correspond à 10%. Le pas en magnitude comme en couleur est de 0.1 mag. Les comptages en magnitude ne tiennent pas compte des coupures en couleur, et vice-versa.

### 8.4.2 Contamination des naines

Les histogrammes 8.10 montrent la contamination des naines de premier plan pour les 15 champs concernés, estimée à partir de simulations construites avec la distribution d'extinction préalablement déterminée.

À la lecture de la figure 8.10, on constate que le pourcentage des naines dépasse la barre des 10% aux alentours de la magnitude 13 en  $K_s$ , et atteint pour une minorité de champs péniblement les 20% vers  $K_s=14$ . On en déduit que si l'on considère le pourcentage de 15% de naines comme acceptable, alors la limitation due à la contamination des naines intervient à des magnitudes plus grandes que celle déjà établie pour les problèmes de complétude, et n'a donc que peu d'influence sur le choix de la coupure commune en  $K_s$ .

Pour ce qui concerne la limite inférieure en couleur, on remarque que la contamination des naines atteint les 10% aux alentours de 1.5 mag (plutôt 1.2 mag pour les champs hors du plan, moins victimes de l'extinction), les 20% vers 1.0 mag, et devient rapidement calamiteuse aux J- $K_s$  inférieurs. Si la coupure de 1.5 mag est correcte pour les directions dans le plan, elle ne convient pas pour les autres. Ces fenêtres-là subissent un rougissement beaucoup moins fort, les géantes ont donc des J- $K_s$  plus petits, et se mélangent aux naines du côté bleu. Dès lors, une coupure trop haute en J- $K_s$  exclut une bonne part de géantes rouges. Une coupure à 1.0 mag semble un bon compromis entre le besoin d'éviter d'avoir trop de naines, et celui d'empêcher d'avoir trop peu de géantes.

### 8.4.3 Choix des intervalles en magnitude et couleur

Même si la complétude et la contamination des naines varient d'une fenêtre à l'autre, nous avons préféré appliquer des coupures communes à tous les champs d'une même comparaison (une pour les directions sur le plan, une autre pour les latitudes positives). Ce choix s'explique premièrement par l'analogie avec l'étude d'Hammerley et al. (2000) et deuxièmement par une lisibilité des histogrammes comparés plus simple, même si, l'extinction changeant fortement avec la direction, les positions des pics éventuels des histogrammes de différence ne seront pas directement comparables. Mais on peut constater que les fluctuations restant faibles entre les différents champs du plan, concernant la complétude comme la contamination des naines, prendre les limitations propres à chaque direction n'aurait pas modifié beaucoup de choses pour ces fenêtres-là. Et pour celles situées à des latitudes non nulles, moins absorbées, aller plus en profondeur en magnitude ne fournirait pas

de plus amples informations. Le choix de coupures variées pour les différents champs aurait donc apporté d'avantages de complications pour pas forcément plus de choses intéressantes en contrepartie.

Les comparaisons entre les champs des différences de comptages séparant les simulations des données s'effectuant à partir d'histogrammes de couleur J-K<sub>s</sub> et de magnitude K<sub>s</sub>, les coupures doivent donc s'appliquer dans ces observables-là. Aucune limitation explicite n'est par contre imposée en J. Dans le cas de l'étude du bulbe externe, une telle coupure s'expliquait par le besoin d'avoir une très bonne complétude, puisque la comparaison entre les modèles testés et les observations était avant tout *quantitative* et automatique, par le biais de calculs de comptages et de vraisemblances. Dans le cas présent, la comparaison est d'avantage *qualitative* : il s'agit de mettre en évidence - ou non - un net déficit des étoiles simulées par rapport aux données, la quantification de ce déficit arrivant seulement dans un deuxième temps. Puisqu'une coupure en J devrait forcément être universelle à toutes les fenêtres d'une même partition, et pas trop basse pour détecter la surdensité, elle ne permettrait pas, tout comme celle en K<sub>s</sub>, une parfaite complétude. Imposer une telle coupure explicitement paraît donc inutile. Toutefois, le choix de la borne supérieure en K<sub>s</sub> s'étant inspiré des limites strictes estimées dans cette bande, déterminées à partir d'étoiles possédant des observations également en J, il garantit implicitement une complétude en J, certes imparfaite, mais pas trop mauvaise.

### Magnitude K<sub>s</sub>

Les limites strictes estimées fenêtre par fenêtre (notamment celles des champs situés sur le plan galactique) inciteraient à prendre une limite commune à 13.0 mag, le problème de la contamination des naines n'apportant pas plus de contraintes là-dessus. Mais des études préliminaires ont montré que c'est à cette magnitude environ qu'est généralement détectée le maximum de l'excès d'étoiles que l'on cherche à mettre en évidence (voir Hammersley et al. 2000). Couper à K<sub>s</sub>=13 mag risquerait donc d'exclure une grande partie du pic de surdensité, voire plus pour les champs les plus rougis ou les plus intérieurs.

C'est pourquoi, une limite supérieure à **13.5 mag** en K<sub>s</sub> est préférable. La coupure inférieure en magnitude, elle, est fixée à **11.5 mag**.

### Couleur J-K<sub>s</sub>

Comme on l'a vu, c'est la volonté de réduire le plus possible la contamination des naines de premier plan qui appelle à l'existence d'une borne

inférieure en J-K<sub>s</sub>. Mais le désir de ne pas trop rejeter de géantes incite à ne pas prendre une limite trop stricte. Ceci est d'autant plus vrai qu'on s'éloigne du plan et que le rougissement diminue. C'est pourquoi, conformément à ce qui était prévu, deux coupures différentes sont appliquées, à **1.0 mag** pour les champs hors du plan, et à **1.5 mag** pour les autres.



# Chapitre 9

## Mise en évidence de la surdensité

Rappelons la démarche adoptée pour cette étude, analogue à celle prise par Hammersley et al. (2000) : sur plusieurs champs à différentes longitudes et latitudes, nous comparons les simulations issues du modèle de Besançon avec les observations CAIN. Comme les autres modèles de la Galaxie, celui de Besançon ne prévoit qu'une population stellaire en abondance dans la zone concernée : le disque mince. On peut donc considérer les comptages déduits des simulations comme représentatifs de ceux du disque, et tout excès d'étoiles des données par rapport au modèle sera interprété comme la preuve de la présence d'une surdensité stellaire.

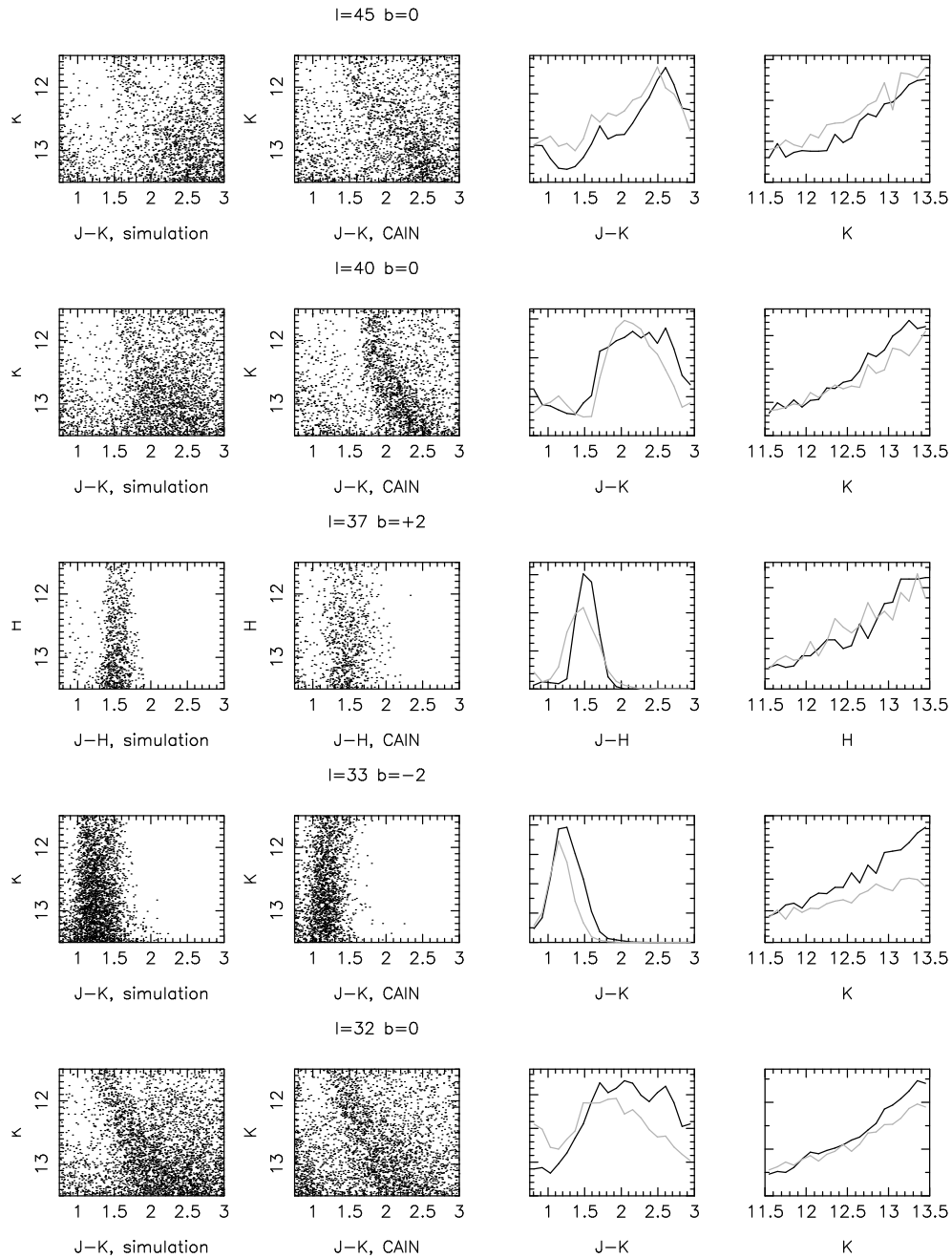
Pour que cette démarche soit valable, il convient dans un premier temps de vérifier que le modèle de Besançon décrit correctement la population du disque mince. Ce travail préliminaire, sujet de la première partie de ce chapitre, a été effectué sur des champs entre les longitudes  $32^\circ$  et  $45^\circ$  et les latitudes  $-2^\circ$  et  $+2^\circ$ , là où aucune surdensité n'a été détectée dans les études précédentes.

Une fois cette vérification faite, nous avons pu entreprendre la comparaison des simulations avec les données (deuxième section), ce qui nous a permis de confirmer la présence d'un excès d'étoiles en-deçà de la longitude  $27^\circ$ .

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse du surplus d'étoiles ainsi détecté.



FIG. 9.1 – Diagrammes magnitude-couleur et histogrammes des simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon (diagramme de gauche, courbes noires) et des données CAIN (DMC de droite, histogramme gris) pour les 5 directions dites du disque. Les histogrammes en couleur et en magnitude sont respectivement à la pénultième et dernière colonne. La magnitude et la couleur prises en compte sont respectivement  $K_s$  et  $J-K_s$ , sauf pour le champ à  $l=37^\circ$  où la bande H remplace la bande  $K_s$ . Voir en 9.1.



## 9.1 Validation du modèle sur des champs du disque

Les 5 champs du disque qui nous ont servi pour valider le modèle de Besançon sont (1) :  $l=32^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $45^\circ$ ,  $b=0^\circ$  et (2) :  $l=33^\circ$ ,  $b=-2^\circ$ ,  $l=37^\circ$ ,  $b=+2^\circ$ .

Comme on le voit, il s'agit de 3 observations sur le plan galactique couvrant un intervalle de longitude de  $13^\circ$ , ce qui permet de tester les variations dues aux échelles de longueur, et de 2 directions hors du plan, utiles pour évaluer l'échelle de hauteur équivalente du disque mince.

Rappelons par ailleurs que, pour le champ à  $l=37^\circ$ ,  $b=+2^\circ$ , la bande  $K_s$ , inobservée, a été remplacée par la bande H.

La figure 9.1 juxtapose, pour ces 5 champs, les diagrammes magnitude-couleur et histogrammes déduits des données et ceux issus des simulations. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de leur comparaison :

- L'accord paraît convenable entre les données et les simulations pour les champs à  $b=0^\circ$ , sauf pour les grands  $J-K_s$  à  $l=32^\circ$ . Cette direction est tangente à un bras spiral, pas forcément bien reproduit par le modèle de Besançon, ce qui peut jouer sur le désaccord avec les observations. Par ailleurs, ce champ, contrairement à celui à  $l=40^\circ$  où l'accord est bien meilleur, a une limite de complétude stricte en  $K_s$  assez basse, à 13 mag, ce qui pourrait expliquer en partie le manque d'étoiles observées dans les faibles magnitudes et les grands  $J-K_s$ .
- On observe à  $b=-2^\circ$  un léger excès du modèle, dont une échelle de hauteur équivalente du disque mince inadéquate pourrait être la raison. En effet, comme on la vu en 2.3.2, le modèle utilisé est celui d'Einasto (1979), qui, dans la direction verticale, se rapproche d'un profil en  $\text{sech}^2$ . Or, à proximité du plan, un tel profil prévoit une décroissance de la densité en  $Z$  plus faible qu'une exponentielle. Une surestimation par le modèle du nombre d'étoile à cette latitude est donc possible. Le modèle de Besançon paraît mal contraindre la variation en densité verticale près du plan, une forme intermédiaire entre le profil d'Einasto et une exponentielle serait éventuellement plus appropriée.

Par ailleurs, la faible absorption implique un rougissement plus réduit et donc un plus grand mélange des naines de premier plan et des géantes éloignées. Or, comme il l'a déjà été remarqué en 3.3.2, la fonction de masse des naines utilisée dans le modèle de Besançon n'est pas très bien décrite, notamment entre 1 et  $2 M_\odot$  : le modèle a tendance à

surestimer leur nombre. Cela peut jouer dans l'excès des simulations mis ici en évidence.

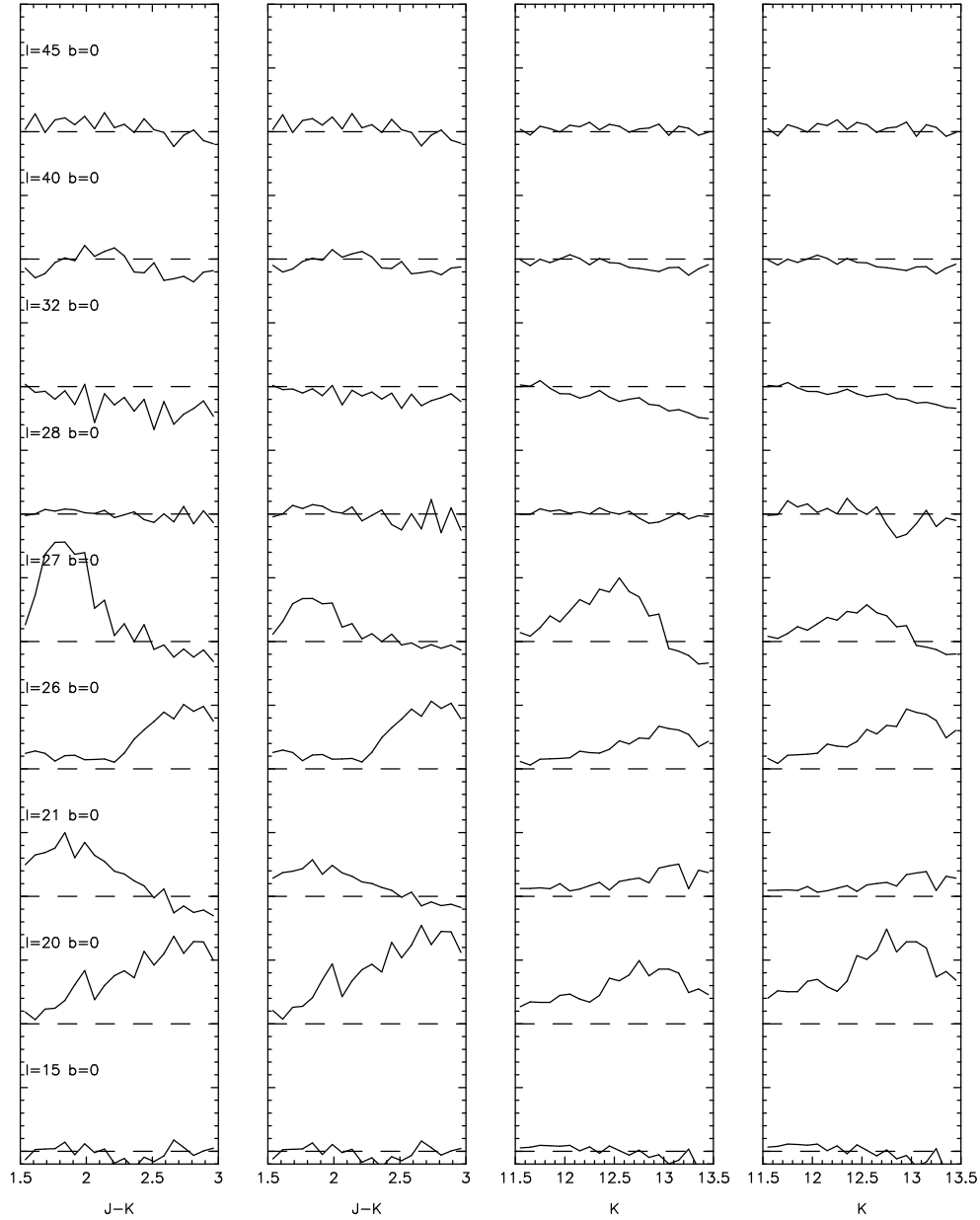
Pour conclure cette première section, le modèle de Besançon présente dans l'ensemble un accord acceptable avec les observations sur ces 5 champs. Un excès est parfois rencontré dans les simulations, notamment hors du plan ou dans les faibles magnitudes et les grands J-K<sub>s</sub>. Mais, si on les garde en tête lors des comparaisons dans des champs plus intérieurs (et plus particulièrement pour les directions à  $b \neq 0^\circ$ ), ces quelques désaccords n'empêchent pas de considérer que les comptages issus des simulations sont convenablement représentatifs de ceux du disque.

Il faut toutefois noter qu'un paramètre tel que l'échelle de longueur du trou du disque n'a quasiment aucune conséquence sur les comptages à ces longitudes-là mais en aura pour des champs plus proches du centre. Une évaluation de l'influence de  $R_h$  dans les histogrammes de différence s'avérera donc nécessaire.

## 9.2 Comparaisons sur le plan Galactique

À l'instar de l'étude d'Hammersley et al. (2000), nous avons comparé aux observations CAIN les simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon via des histogrammes de différence *comptages des données moins comptages simulés*. En identifiant ces derniers à ceux du disque mince, et en supposant la distribution de l'extinction bien reproduite, on peut alors considérer tout pic significatif dans les histogrammes de différence comme une preuve de la présence d'une surdensité stellaire.

FIG. 9.2 – Histogrammes de différences *comptages observés moins comptages simulés* pour 9 directions du plan entre  $l=15^\circ$  et  $l=45^\circ$ . Les histogrammes en  $J-K_s$  correspondent aux deux colonnes de gauche, et ceux en magnitude  $K_s$  aux deux autres. Les colonnes 1 et 3 en partant de la gauche donnent les différences absolues, avec une petite graduation valant  $6000 \star \cdot \text{deg}^{-2} \cdot \text{mag}^{-1}$ . Les colonnes 2 et 4 montrent les différences relatives (la définition se trouve au début de la sous-section 9.2.1), et une petite graduation vaut 40%. Les coupures en magnitude et en couleur sont respectivement  $11.5 \leq K_s < 13.5$  et  $1.5 \leq J-K_s < 3$ .



### 9.2.1 Histogrammes de différence

Commençons par comparer simulations et données dans les fenêtres du plan galactique. 9 directions sont concernées :  $l=45^\circ, 40^\circ, 32^\circ, 28^\circ, 27^\circ, 26^\circ, 21^\circ, 20^\circ$  et  $15^\circ$ .

4 histogrammes, 2 en J- $K_s$  et 2 en  $K_s$ , ont été construits pour chacune de ces 9 directions. Les deux types d'histogrammes sont les suivants :

- o l'histogramme de différence absolue  $y_i - z_i$ ,  $y_i$  et  $z_i$  représentant respectivement les comptages des données et ceux des simulations pour l'intervalle de magnitude ou de couleur  $i$  ;
- o l'histogramme de différence relative  $\frac{y_i - z_i}{\bar{z}}$ ,  $\bar{z}$  correspondant à la moyenne des comptages simulés sur l'ensemble des intervalles. La différence relative (en %) permet de comparer l'excès éventuel détecté dans une direction avec celui observé dans une autre, indépendamment d'une variation de la densité du disque.

On voit clairement sur les graphiques 9.2 que pour les longitudes au-delà de  $l=28^\circ$ , la différence des comptages fluctue autour de l'axe des abscisses, alors qu'en-deçà de  $l=27^\circ$ , un fort excès d'étoiles des données apparaît, allant jusqu'à  $\approx 200\%$  dans plusieurs champs. Toutefois, ce surplus stellaire s'évanouit à la longitude  $l=15^\circ$ .

### 9.2.2 Comment expliquer un tel excès d'étoiles ?

#### Raisons impossibles

Essayons de passer en revue tous les éléments susceptibles d'expliquer l'excès d'étoiles observées pour plusieurs longitudes inférieures à  $28^\circ$ .

- **Incomplétude et contamination des naines :** On se rappelle que la limite stricte de complétude en  $K_s$  (qui tient compte implicitement de la limitation en J) se trouve, pour beaucoup de champs, jusqu'à 0.5 plus lumineuse que la coupure choisie : la complétude n'est donc pas assurée pour ces champs dans les forts J- $K_s$ . Mais puisqu'il s'agit d'un excès d'étoiles des données, la différence de comptage que l'on observe ne peut pas provenir d'un problème de complétude en J ou  $K_s$ . Au contraire, cela peut avoir pour effet de réduire le surplus détecté.

Par ailleurs, les coupures en magnitude et en couleur sont telles que la contamination des naines reste limitée, et si les comptages de ces étoiles peuvent être mal reproduits par le modèle de Besançon, leur nombre

est trop restreint pour que cela puisse causer ce fort déficit dans les comptages simulés.

- **Mauvaise estimation de l'extinction :** La figure 8.8 permet de constater que les simulations reproduisent correctement, du moins pour les directions du plan et à  $l \neq 21^\circ$ , la pente de la trace des géantes dans les diagrammes magnitude-couleur, et respectent plutôt bien la forme générale des histogrammes de couleur (mis à part la hauteur des pics, qui dépend de la densité). On peut donc exclure la possibilité qu'une mauvaise estimation de l'extinction explique l'excès d'étoiles des données, qui plus est sur plusieurs longitudes. Mais on ne peut pas non plus nier toute influence d'une bonne ou mauvaise loi  $A_V(r)$  sur l'ampleur de l'excès et la position de son maximum dans les histogrammes.
- **Bras spiral :** Le bras de Scutum passe à proximité des directions étudiées. Cependant, le champ le plus extérieur où le déficit du modèle est détecté est à  $l=27^\circ$ , alors que selon Hammersey et al. (1994), le bras spiral, tangent à  $l=32^\circ$ , a une influence négligeable à  $l < 31^\circ$ . La raison du surplus d'étoiles se trouve ailleurs.
- **Modèle incorrect du disque mince :** Les comparaisons avec les observations à  $l > 30^\circ$  ont montré que le modèle de Besançon décrivait bien la population du disque mince, mis à part (1) un surplus du modèle dans les grands J-K<sub>s</sub>, notamment à  $l=32^\circ$ , et (2) un défaut éventuel dans l'échelle de hauteur équivalente dans les directions hors du plan. Le déficit des simulations ne peut être dû à l'un de ces deux problèmes, étant donné qu'ils se traduisent par un surplus d'étoiles du modèle, et que le second concerne uniquement les observations à  $b \neq 0^\circ$ .

Toutefois, les directions sur lesquelles le modèle de disque mince a été validé ne sont pas concernées par son trou central, au contraire des champs les plus internes de cette étude. L'échelle de longueur du trou du disque  $R_h$  prise en compte dans les simulations a été déduite des ajustements relatés dans la première partie de ce mémoire, et vaut 1.26 kpc. Mais on se souvient qu'un léger biais est possible sur cette valeur, et que le choix a dû se faire entre des valeurs proches de 1.14 kpc (ajustements avec tous les champs) et d'autres proches de 1.30 kpc (ajustements sans les fenêtres centrales). C'est pourquoi il semble nécessaire d'estimer l'influence de  $R_h$ .

Les histogrammes 9.3 présentent, pour les 4 champs les plus intérieurs, les différences relatives  $\frac{y_i - z_i}{z_i}$  déduites des simulations construites avec 3 valeurs différentes de l'échelle du trou<sup>1</sup> : 0.5, 1 et 1.5 kpc. On voit que

---

<sup>1</sup>Le cas  $R_h=0$  kpc n'a pas été testé, car les ajustements de la partie I ne laissent aucun doute sur l'existence du trou.

si la valeur de  $R_h$  joue incontestablement sur la hauteur des pics (ce qui obligera à relativiser les résultats quantitatifs concernant les étoiles en excès), elle ne permet en aucun cas de les supprimer. Au contraire, dans le champ à  $l=15^\circ$ , une valeur de  $R_h$  assez grande peut faire apparaître, pour les magnitudes les plus brillantes, un faible excès des données.

Ainsi, ni les questions de complétude, présence des naines, ni même un mauvais modèle du disque mince ne peuvent expliquer le fort excès d'étoiles des données par rapport au modèle observé dans plusieurs champs à  $l \leq 27^\circ$ .

Nous sommes donc en présence d'une structure stellaire non prise en compte dans le modèle de Besançon.

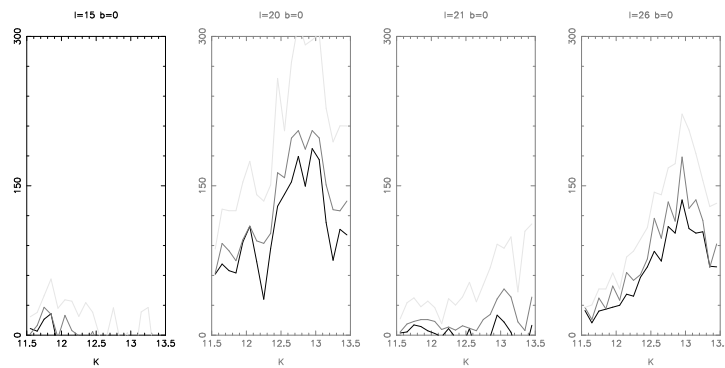


FIG. 9.3 – Histogrammes de différences relatives en  $K_s$  pour les champs du plan galactique à  $l=15^\circ$ ,  $l=20^\circ$ ,  $l=21^\circ$  et  $l=26^\circ$ . Les courbes en noir, gris foncé et gris clair correspondent aux simulations contruites avec  $R_h=0.5$ , 1 et 1.5 kpc respectivement. Les coupures appliquées en magnitude et en couleur sont les mêmes que dans la figure 9.2.

### Cas de $l=21^\circ$ et $l=15^\circ$

Concernant la première direction, l'excès d'étoiles y est observé, mais de moindre ampleur. Mais on se souvient que la distribution de l'extinction fut difficile à ajuster, la méthode de López-Corredoira et al. (2002) ne donnant pas assez d'absorption, et celle de Drimmel trop. J'ai alors pris la décision de prendre une distribution d'extinction intermédiaire, débouchant sur un meilleur accord. Cependant, un tel choix hybride est source d'incertitude, plus que dans le cas d'une loi  $A_V(r)$  directement issue d'une méthode de détermination. Cela peut expliquer pourquoi on trouve un excès plus discret  $l=21^\circ$ .

Pour ce qui est de la fenêtre à  $l=15^\circ$ , l'absence d'excès significatif observé ne signifie pas obligatoirement la disparition effective de la surdensité à cette direction. En effet, une forte absorption (ce champ est l'un des plus éteints) et une mauvaise complétude (la limite stricte en  $K_s$  à 12.6), jointes à l'éloignement éventuel de la surdensité, peuvent expliquer sa non détection. Nous y reviendrons par la suite.

## Conclusion

Nous pouvons donc conclure que **cette étude confirme l'existence de la surdensité stellaire à  $l \leq 27^\circ$**  évoquée par Hammersley et al. (2000) et López-Corredoira et al. (2001). Cependant, **aucun surplus significatif n'est observé à  $l=15^\circ$** , mais la présence de la surdensité à cette longitude n'est toutefois pas totalement exclue.

## 9.3 Étude de la surdensité

Cette analyse s'articule sur 3 points : une estimation quantitative (certes grossière) du surplus stellaire observé, l'étude de la variation de l'excès avec la latitude, et la détermination de la distribution spatiale de la surdensité.

### 9.3.1 Un peu de quantitatif

Le tableau 9.1 donne plusieurs estimations (en pourcentage par rapport au nombre d'étoiles des simulations) de la densité du surplus stellaire pour les 4 champs du plan où il apparait :  $l=20^\circ$ ,  $21^\circ$ ,  $26^\circ$  et  $27^\circ$ . La première (respectivement deuxième) estimation, notée  $N_K$  (respectivement  $N_{J-K}$ ), correspond au nombre relatif d'étoiles en excès dans l'intervalle de magnitude  $K_s$  (respectivement couleur J- $K_s$ ) où ce nombre est maximal. La troisième,  $N_\Sigma$  est égale au nombre relatif sur l'ensemble des intervalles.

Certes, la fiabilité de ces valeurs est faible, notamment pour le champ à  $l=21^\circ$ , étant données les différentes sources d'incertitude : coupures, incomplétude, extinction, imperfections dans le modèle, ... Toutefois leur ordre de grandeur (jusqu'à près de 350%), permet de considérer la surdensité ainsi mise en évidence comme **autre chose qu'une simple fluctuation ou inhomogénéité classique dans la distribution spatiale du disque mince.**

### 9.3.2 Comportement hors du plan

Le graphique 9.4 montre les histogrammes de différence aux longitudes  $26^\circ$ - $27^\circ$  pour 5 latitudes différentes :  $-0.5^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $+0.5^\circ$ ,  $+1^\circ$  et  $+2^\circ$ .



TAB. 9.1 – Pourcentages, pour les 4 directions du plan, du nombre d'étoiles en surplus par rapport à celui du disque mince (comptages des simulations). Les 3 estimations déduites de l'histogramme de magnitude ( $N_K$ ), de celui en couleur ( $N_{J-K}$ ), et de la somme sur tous les intervalles ( $N_\Sigma$ ). Les coupures en magnitude et couleur sont les mêmes que celles adoptées auparavant pour les champs à  $b=0^\circ$ . Le nombre d'intervalles choisi est 20, en magnitude comme en couleur.

l	20°	21°	26°	27°
$N_K(\%)$	194	51	125	109
$N_{J-K}(\%)$	345	104	209	124
$N_\Sigma(\%)$	173	36	99	39

On constate que l'excès relatif d'étoiles (colonnes 2 et 4), maximal à  $b=0^\circ$ , s'amenuise rapidement quand on s'éloigne du plan : plus petit à  $|b|=0.5^\circ$ , il est très faible à  $b=1^\circ$  et disparaît à  $b=2^\circ$ .

De plus, la surdensité semble aussi forte à  $b=-0.5^\circ$  qu'à  $b=0^\circ$ , et plus importante qu'à  $b=+0.5^\circ$ . Il est donc possible que la surdensité stellaire ne soit pas centrée à  $b=0^\circ$ , comme c'est le cas pour la poussière.

À noter cependant un net déficit des données aux grands J- $K_s$  à  $l=27^\circ$   $b=+0.5^\circ, +1^\circ$  et de grandes fluctuations dans les comptages de différences à  $l=26^\circ$   $b=+2^\circ$ . Une incomplétude des données ne peut pas en être la cause (les limites estimées pour ces champs-là sont bonnes), la contamination des naines, intervenant dans les faibles J- $K_s$  non plus. On se souvient par contre que l'extinction, bien que plus faible, est difficile à estimer hors du plan à cause d'une statistique plus réduite, et qu'une mauvaise valeur de l'échelle de hauteur était possible (voir la section 9.1).

Toutefois, ces quelques éléments ne suffisent pas pour remettre en cause l'analyse déduite de la figure 9.4 : **la surdensité stellaire décroît fortement quand on s'éloigne du plan galactique**, du moins aux longitudes  $26^\circ$ - $27^\circ$ .

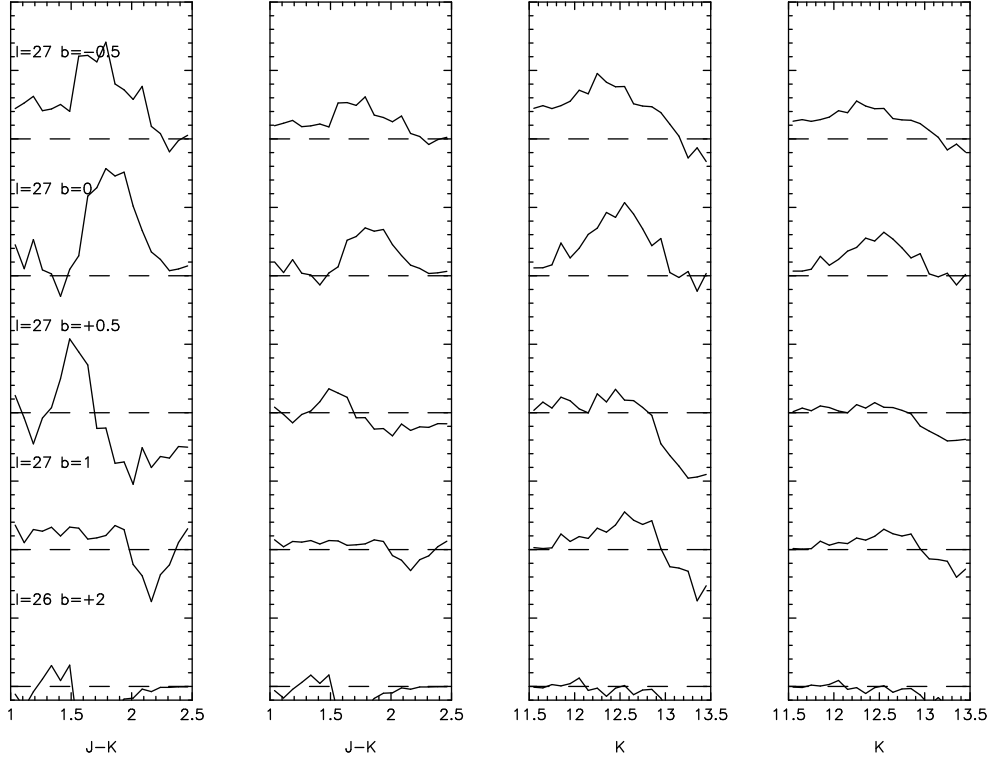
### 9.3.3 Distribution spatiale

#### Sur la ligne de visée

Les distances des pseudo-étoiles du modèle de Besançon figurent dans les catalogues simulés. Nous nous en sommes servis pour estimer la position sur la ligne de visée des étoiles du surplus stellaire observé, adoptant la démarche suivante :

- Soit un champ où l'on détecte la surdensité. Quadrillant le diagramme

FIG. 9.4 – Histogrammes de différences *comptages observés moins comptages simulés* pour 5 directions :  $l=27^\circ$   $b=-0.5^\circ, 0^\circ, +0.5^\circ, +1^\circ$ , et  $l=26^\circ$   $b=+2^\circ$ . Se référer à la légende de la figure 9.2 pour la description des colonnes et des échelles adoptées. Les coupures en magnitude et en couleur sont respectivement  $11.5 \leq K_s < 13.5$  et  $1. \leq J-K_s < 2.5$ .



magnitude-couleur en  $20 \times 20$  cases de magnitude-couleur (entre les coupures prédéfinies, différentes si le champ appartient au plan ou non), nous avons estimé, pour chaque case  $ij$ , la différence de comptages absolus *sources observées moins étoiles simulées*, que nous notons ici  $D_{ij}$ . Quand sa valeur est négative, nous la ramenons à 0.  $D_{ij}$  donne ainsi le nombre d'étoiles en surplus estimé dans la case.

- Pour une classe d'étoiles et un type spectral donnés, la position des étoiles sur le diagramme magnitude-couleur ne dépend que de l'éloignement des sources et de l'extinction, elle-même uniquement fonction de la distance. Dès lors, si on suppose que toutes les étoiles sont des géantes, et que le surplus stellaire est en moyenne de même type que la population du disque mince prédite par le modèle, alors la distance moyenne des sources en excès égale celle des étoiles du disque de la même case

magnitude-couleur. Le modèle de Besançon représentant la population du disque mince, cette distance moyenne, que l'on note  $R_{ij}$ , peut se calculer à partir des simulations. À chacune des  $D_{ij}$  étoiles de la surdensité est donc affectée la position sur la ligne de visée  $R_{ij}$ .

- On obtient ainsi un échantillon de  $\sum_{i=1}^{20} \sum_{j=1}^{20} D_{ij}$  pseudo-étoiles du surplus dont on possède une estimation de la distance. On peut donc construire, à partir de cet échantillon, un histogramme en distance (cf figure 9.5).
- Deux estimations de l'éloignement moyen de la surdensité sont alors faites :
  - La première, notée  $D_{\max}$ , correspond au  $R_{ij}$  pour lequel le  $D_{ij}$  est maximal.
  - La deuxième,  $D'_{\max}$ , est associée au sommet de l'historgramme en distance (calculé sur 10 tranches).

Ces deux estimations de l'éloignement du surplus stellaire ont été préférées à d'autres, telle la moyenne sur toutes les pseudo-étoiles de l'échantillon construit, trop dépendante à mon goût des cases du diagramme magnitude-couleur affectées par la contamination des naines (J-K<sub>s</sub> les plus faibles), l'incomplétude (forts K<sub>s</sub> et J-K<sub>s</sub>), des problèmes dans le modèle de Besançon (surplus éventuel en étoiles de types tardifs, voir la section 9.1), où dans l'extinction (une loi  $A_V(r)$  jugée globalement correcte peut pécher sur quelques cases particulières) ... L'estimation à travers un maximum m'a ainsi semblé meilleure qu'avec un moyennage.

Toutefois, l'estimation via un maximum n'est pas non plus protégée d'un biais éventuel. En effet, si on regarde les histogrammes de différence des champs du plan à  $l=20^\circ$  et  $l=26^\circ$ , on remarque, surtout pour le premier, que le pic est proche de la coupure. De plus, il se trouve aux grands K<sub>s</sub> et forts J-K<sub>s</sub>, la complétude n'est pas assurée. Tout ceci peut jouer sur la position et la hauteur des sommets en magnitude, en couleur, et par suite en distance, et donc sur les valeurs de  $D_{\max}$  et  $D'_{\max}$ .

La figure 9.5 présente les histogrammes en distance pour les champs dans lesquels la surdensité stellaire apparait. en dessous des graphiques sont tablées les estimations de  $D_{\max}$  et  $D'_{\max}$ . Deux conclusions s'en dégagent : (1) les deux estimations sont assez cohérentes entre elles, et (2) les moyennes de ces valeurs pour les champs du plan montrent une augmentation de la distance à l'observateur quand la longitude diminue.

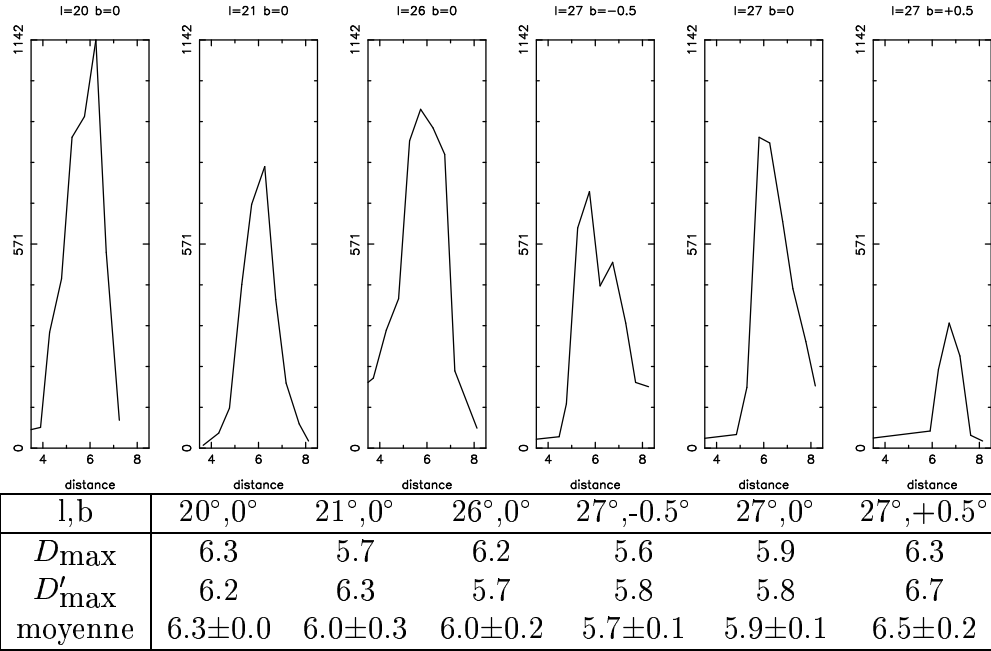


FIG. 9.5 – Histogrammes en distance des étoiles du surplus et valeurs (en kpc) de  $D_{\max}$ ,  $D'_{\max}$  et leur moyenne, pour les 6 champs où la surdensité est détectée. Les coupures utilisées en magnitude sont  $11.5 \leq K_s < 13.5$ , et celles en couleur  $1.5 \leq J-K_s < 3$  ( $b=0^\circ$ ) et  $1 \leq J-K_s < 2.5$  ( $b \neq 0^\circ$ ). Le nombre d'intervalles en distances est 10.

### Dans le repère galactocentrique

Fixons la distance Soleil - centre à  $R_\odot=8.5$  kpc, valeur utilisée dans le modèle de Besançon. Soit une direction où le surplus stellaire est détecté. Nous pouvons alors déduire des coordonnées du champ ( $l, b$ ) et de la distance sur la ligne de visée  $D$  la position ( $R, \theta, Z$ ) dans le repère galactocentrique de la surdensité. En fait, vu la petitesse de  $Z$ , seuls nous intéressent  $R$  et  $\theta$ , que l'on obtient par les formules suivantes (voir le schéma 9.6) :

$$R = \sqrt{R_0^2 + (D \cos b)^2 - 2(D \cos b)R_0 \cos l}$$

$$\cos \theta = \frac{R_0 - (D \cos b) \cos l}{R}$$

Le tableau 9.2 donne les valeurs de  $R$  et  $\theta$  calculées pour chacun des 6 champs concernés, et avec les deux estimations de  $D$  faites précédemment.

Qu'il s'agisse d'une valeur associée à l'une des deux méthodes d'estimation ou des moyennes, si on ne regarde que les champs du plan, il en ressort que

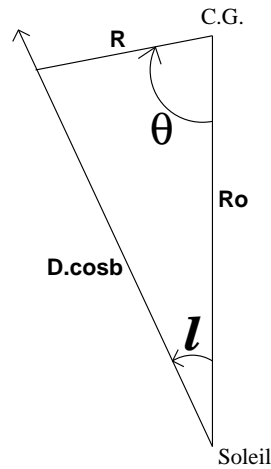


FIG. 9.6 – Projection sur le plan galactique et coordonnées cylindriques  $(R, \theta)$  dans le repère galactocentrique.

l, b	20°, 0°	21°, 0°	26°, 0°	27°, -0.5°	27°, 0°	27°, +0.5°
$R$	3.4	3.8	4.0	4.3	4.2	4.1
$R'$	3.4	3.5	4.2	4.3	4.2	4.0
$\frac{R+R'}{2}$	3.4±0.0	3.6±0.1	4.1±0.1	4.3±0.0	4.2±0.0	4.0±0.1
$\theta$	40	33	43	36	40	44
$\theta'$	39	40	37	38	38	51
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	39±0	37±3	40±3	37±1	39±1	47±3

TAB. 9.2 – Valeurs des coordonnées cylindriques moyennes  $(R(\text{kpc}), \theta(^{\circ}))$  dans le repère galactocentrique. Pour chacun des deux sous-tableaux, les valeurs de première et deuxième lignes ont été déduites respectivement de  $D_{\text{max}}$  et  $D'_{\text{max}}$ , et la dernière correspond à la moyenne des deux.

la distance au centre croit avec la longitude. Quant aux distances estimées à  $l=27^{\circ}$   $|b|=0.5^{\circ}$ , elles restent proches des valeurs à  $l=27^{\circ}$   $b=0^{\circ}$ .

Concernant l'angle  $\theta$ , si on observe une certaine dispersion dans les valeurs, les moyennes sont toutes très proches les unes des autres, entre  $37^{\circ}$  et  $40^{\circ}$ , sauf pour le champ à  $l=27^{\circ}$  et  $b=+0.5^{\circ}$ , où l'angle vaut  $47^{\circ}$ , valeur différente mais pas si éloignée des autres compte-tenu des dispersions. Rappelons que ce champ est hors du plan, là où le modèle de Besançon a quelques failles, et qu'à voir ses histogrammes de différence, on comprend que les valeurs obtenues doivent être prises avec des pincettes. Pour ce qui est des autres champs, la conclusion est claire : les surdensités observées à chaque longitude paraissent alignées.

En conclusion, les estimations de distance et de position dans le repère de la Galaxie semblent suggérer que **la surdensité se distribue de façon rectiligne le long du plan galactique**, même si les grandes incertitudes sur  $R$  par rapport à l'écart dans les valeurs mesurées à différentes longitudes ne permettent pas d'être catégorique. La moyenne et la dispersion sur toutes les estimations de  $\theta$  donnent **un angle d'orientation de la surdensité de  $40^\circ \pm 4^\circ$** .

### **Le champ à $l=15^\circ$**

Revenons, en guise d'épilogue à ce chapitre, sur le cas de la fenêtre à  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$ , seule longitude en-deçà de  $l=27^\circ$  où la surdensité n'a pas été observée.

Outre le problème sur l'incertitude due à l'extinction se pose celui de la complétude. En effet, en considérant que la surdensité est alignée et orientée d'un angle de  $40^\circ$ , on peut alors déduire (d'après la formule  $D = R_0 \cdot \frac{\sin \theta}{\sin(\theta+1)}$ ) la distance à l'observateur à  $l=15^\circ$  : 6.7 kpc. Prenant une magnitude absolue  $M_K$  de -1.85 mag (voir la figure 8.4), et une extinction à  $A_K(6.7)=1.46$  mag, on obtient une magnitude apparente en  $K_s$  de 13.7 mag. Or, la limite de complétude stricte vaut 12.6, et la coupure imposée 13.5. Certes, ce calcul rapide et trop simplifié ne prend pas en compte la dispersion sur la magnitude absolue, l'incertitude sur l'extinction, la dispersion en distance des étoiles en excès, mais suffit pour dire que la non détection de la surdensité dans cette direction est loin de prouver son inexistence.



# Chapitre 10

## À quoi correspond la surdensité ?

Rappelons les conclusions tirées de l'étude dans le chapitre précédent :

- il existe une surdensité stellaire observée à  $l=27^\circ$  et absente à des longitudes plus élevées. Cette surdensité s'évanouit rapidement quand on s'éloigne du plan, et s'étend en longitude jusqu'à au moins  $l=20^\circ$ . Compte-tenu des limitations relatives aux données, sa non détection à  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$  ne signifie pas obligatoirement son inexistence.
- L'effectif de la surdensité aux environs du maximum de sa distribution vaut de 1 à plus de 3 fois celui du disque mince, ce qui exclut la possibilité d'une simple fluctuation locale dans la distribution spatiale du disque. Toutefois, ces valeurs dépendent beaucoup de facteurs tels que l'extinction et la complétude, et demeurent très incertaines.
- L'étude de la position dans le repère galactocentrique a montré que les surplus d'étoiles observés à différentes longitudes semblent alignés. L'angle d'orientation de la surdensité a été estimé à  $40^\circ \pm 4^\circ$ .

L'étalement en longitude de la surdensité, son alignement et son confinement sur et à proximité du plan sont autant d'indices qui renforcent l'hypothèse comme quoi on a affaire à une structure de barre fine dont l'extrémité proche se trouverait vers  $l=27^\circ$ , comme le pensent Hammersley et al. (2000) et López-Corredoira et al. (2001). Mais rien ne permet encore de l'affirmer clairement.

Dans une première partie, supposant que la surdensité correspond bien à une barre, je déduis ses principaux paramètres des distances et positions déterminées dans le chapitre précédent.



Puis je confronte dans la deuxième section les caractéristiques ainsi obtenues avec les résultats d'autres travaux.

Enfin, je parlerai des perspectives envisagées concernant l'étude de la surdensité stellaire mise en évidence, et notamment d'une analyse en cours de la cinématique de la région à  $l=27^\circ$  qui permettra, nous l'espérons, de trancher la question de sa nature.

## 10.1 Caractéristiques de la barre

Si la surdensité correspond bien à une barre fine, comme la position estimée de ses étoiles le laissent penser, alors nous pouvons calculer ses principaux paramètres.

- Tout d'abord, l'orientation de ladite barre doit être celle que nous avons déterminée précédemment :  $\phi=40^\circ\pm 4^\circ$ .
- Ensuite, nous pouvons déduire des estimations de la distance au centre  $R$  obtenue pour les 3 champs à  $l=27^\circ$  sa demi-longueur (voir table 9.2) :  $\frac{1}{2}L=4.2\pm 0.1$  kpc.
- Fixant l'extrémité proche de la barre à  $l_+=27^\circ$  et la distance Soleil - centre à  $R_\odot=8.5$  kpc, on peut alors déduire la longitude de l'extrémité lointaine :  $l_-=-12.9^\circ\pm 0.6^\circ$ .
- L'échelle de hauteur doit être assez courte pour que la barre disparaisse à  $|b|=2^\circ$ .
- Enfin, un léger angle entre la barre et le plan galactique est possible.

Ces caractéristiques sont cohérentes avec celles que donnent López-Corredoira et al. (2001) :  $\phi=40^\circ\pm 5^\circ$ ,  $\frac{1}{2}L\approx 3.9$  kpc,  $l_-=-14^\circ$ .

La longueur de la barre éventuelle permet d'envisager, comme cela se voit dans beaucoup de galaxies spirales barrées, une connection avec l'anneau moléculaire dont plusieurs estimations du rayon sont données : 3.7 kpc (López-Corredoira et al. 2001), 5 kpc (Weinberg et al. 1992) ...

## 10.2 Un petit tour dans la littérature

Outre les articles de l'équipe de l'IAC (Hammersley et al. 1994,2000 et López-Corredoira et al. 1999,2001), plusieurs études donnent des résultats cohérents avec les caractéristiques calculées dans la précédente section.

Ainsi, Weinberg (1992) étudia des variables Miras (carbonées et OH/IR) observées avec le satellite infrarouge IRAS, pour une zone comprise entre  $l=\pm 10^\circ$  et  $b=\pm 3^\circ$ . Il en déduisit la présence d'une structure de barre orientée d'un angle de  $36^\circ \pm 10^\circ$  par rapport à la direction du Soleil, et s'étendant jusqu'à 5 kpc du centre, où se trouve l'anneau moléculaire. Cette barre pourrait être dynamiquement distincte de la structure triaxiale de Blitz & Spergel (1991) et Binney et al. (1991).

Weinberg (1994) identifia ensuite la structure observée à  $\approx 5$  kpc comme le résultat de la résonance externe de Lindblad (OLR) associée à une barre de demi-longueur 3 kpc.

Nakai (1992) compara la distribution radiale en gaz CO de notre Galaxie avec celle de 3 spirales barrées, respectivement Maffei 2, NGC 2903 et NGC 253. Il retrouva le même motif, composé de deux pics, l'un au centre et l'autre à 5 kpc (pour la Voie Lactée). Cela suggère fortement l'existence d'une barre s'étendant jusqu'à 5 kpc, et dont l'angle d'orientation est estimé à  $45^\circ \pm 15^\circ$ . Les longitudes correspondant aux extrémités de ladite barre seraient  $l \approx 30^\circ$  et  $l \approx -20^\circ$ .

Deguchi et al. (1998) ont analysé un échantillon de 67 sources IRAS pour  $15^\circ < |l| < 25^\circ$ , et déduit les vitesses radiales des masers SiO. Ils trouvent que des étoiles, centrées à  $5.5 \pm 0.7$  kpc de nous, montrent des vitesses radiales différentes des autres. Il peut s'agir de l'extrémité proche d'une barre de demi grand axe 3 kpc et d'angle d'orientation  $45^\circ$ , cohérent avec le modèle de Weinberg, et même si la longueur diffère (celle de Weinberg est de 5 kpc), cette différence, compte-tenu de l'incertitude, importe peu.

Les résultats de Sevenster et al. (1999) sont analogues à ceux de Deguchi et al (1998) : construisant des simulations à N corps, et comparant avec des observations d'étoiles OH/IR, ils déterminent l'angle d'orientation de la barre à environ  $44^\circ$ , le demi grand axe à 2.5 kpc et la vitesse angulaire de rotation à  $\Omega_p = 46 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Selon les auteurs, les estimations d'angle plus faibles (comme celles données dans la première partie de la thèse) proviennent du fait que la région étudiée ne s'étend pas assez en longitude et en latitude. Sevenster et al. (1999) observent également un pic en vieilles étoiles OH/IR

à  $l=-10^\circ$ , ce qui n'est pas très différent de notre estimation de la longitude de l'extrémité lointaine  $l_-=-12.9^\circ\pm 0.6^\circ$ . Par ailleurs, la valeur que les auteurs trouvent pour  $\Omega_p$  ( $46 \text{ km s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$ ) se rapproche assez d'autres estimations telles que celle de Weiner & Sellwood (1999) ( $42 \text{ km s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$ ) pour un rayon de corotation  $R_c \approx 5 \text{ kpc}$  et un angle de  $34^\circ$ , et de Dehnen (2000) ( $51\pm 4 \text{ km s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$ ), qui eux estiment  $R_c$  à  $4.4\pm 0.4 \text{ kpc}$ .

Parker et al. (2003) ont identifié une région étendue dans le premier quadrant où apparait un excès d'étoiles du disque épais ou du halo. La cinématique de ces étoiles montre que leur rotation est plus lente qu'attendue, et 3 fois plus lente que les étoiles du quatrième quadrant. Pour les auteurs, la meilleure explication de cette asymétrie est une interaction entre le disque épais et une barre analogue à celle de Weinberg (1992) et López-Corredoira et al. (1999).

Enfin, Tiede & Terndrup (1999) ont analysé des observations photométriques et spectroscopiques à  $l=-24^\circ$   $b=-6^\circ$  d'une part et  $l=+24.4^\circ$   $b=-6.1^\circ$  d'autre part, et remarqué que les étoiles du champ à  $l<0^\circ$  se meuvent (sur la ligne de visée) environ  $50 \text{ km.s}^{-1}$  plus rapidement que les autres : l'asymétrie en cinématique s'étend jusqu'à ces longitudes.

Ainsi, les valeurs obtenues dans les articles que je viens de relater rejoignent celles issues de notre travail. Cependant, une grande confusion demeure sur l'objet de leur étude. S'agit-il du bulbe externe allongé auquel j'ai consacré la première partie de ce mémoire ? S'agit-il de la surdensité que nous avons étudiée ici ? Weiner & Sellwood (1999) et Weinberg (1992), par exemple, aboutissent à des caractéristiques plus proches de celles de notre surdensité, mais en étudiant les longitudes  $-11^\circ$  à  $13^\circ$ , à savoir la région du bulbe externe.

Derrière cette ambiguïté se cache la question de la nature de la surdensité stellaire. Si sa distribution spatiale laisse penser à une forme de barre, il n'est pas garanti qu'elle s'étende en-deçà de  $l=20^\circ$ . Il est également possible qu'il ne s'agisse pas d'une barre distincte du bulbe externe, mais d'une structure résultant d'un courant de marée, ou d'une onde de densité à proximité de l'anneau moléculaire ou aux environs de la résonance externe de Lindblad (OLR) associée au bulbe externe. Ainsi, Weinberg (1994) estime qu'une barre de demi-grand axe  $3 \text{ kpc}$  amène à une OLR à  $5 \text{ kpc}$ .

La nature de la surdensité n'est pas encore élucidée.

## 10.3 Perspectives

La structure stellaire ainsi mise en évidence garde en elle encore beaucoup de mystères : sa distribution spatiale n'est déterminée qu'avec de grandes incertitudes, on ne connaît pas réellement le type des étoiles qui la composent, la question de sa nature même n'est pas encore tranchée, ses liens éventuels avec l'anneau moléculaire ou le bras spiral doivent être creusés...

Je propose ici deux continuations possibles ou déjà engagées de cette étude, l'une photométrique, et l'autre spectroscopique.

### 10.3.1 Observations profondes

Même si la caméra CAIN permet d'observer dans des magnitudes plus faibles qu'avec d'autres relevés en infrarouge proche tels DENIS ou 2MASS - ce qui nous a été très utile pour détecter et étudier la surdensité stellaire -, des données plus profondes sont nécessaires pour affiner son étude.

En effet, on a pu remarquer qu'une explication toute à fait plausible de la non détection du surplus stellaire à  $l=15^\circ$  était une coupure trop basse en  $K_s$ . De plus, les maxima des histogrammes de différence à  $l=20^\circ$  et  $l=26^\circ$  avoisinent les coupures en magnitude et en couleur et les limites de complétude. Ceci n'exclut pas la possibilité que les sommets réels pointent à de plus faibles luminosités. Même sans cela, il est clair qu'une grande partie des étoiles en excès brillent au-delà de la coupure.

Des observations plus profondes (ou à des longueurs d'ondes un peu plus grandes) permettraient également d'avoir des données dans des longitudes qui n'ont pas été étudiées à cause de la forte extinction, par exemple à  $21^\circ < l < 26^\circ$ . Le télescope William Herschel peut fournir des observations profondes dans le visible à ces longitudes. Citons également les projets d'observations profondes en infrarouge proche, tels VISTA, WIRCAM et UKDISS, ou en infrarouge moyen comme GLIMPSE, déjà évoqués en 7.2.2.

Une étude plus poussée de la région  $27^\circ < l < 32^\circ$  serait enfin très intéressante, afin d'essayer de déterminer les liens possibles entre la surdensité stellaire, l'anneau moléculaire et le bras spiral.

### 10.3.2 Étude cinématique

Trancher la question de la nature de la surdensité requiert une analyse cinématique de la région où elle a été détectée. Les observations OGLE (mouvements propres), RAVE (vitesses radiales), et à plus longue échéance GAIA (vitesses radiales, mouvements propres), pourront fournir des données cinématiques intéressantes. Nous avons de notre côté entamé une étude des

vitesse radiales de la région de l'extrémité de la surdensité stellaire, dans le cadre d'une collaboration de notre équipe avec Rodrigo Ibata de l'Observatoire de Strasbourg et Geraint Lewis de l'Anglo-Australian Observatory (AAO).

3 champs de  $2^\circ$  de diamètre, centrés à  $l=26.8^\circ$  et  $b=-1^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $+1.5^\circ$ , ont été observés avec le 2dF, instrument multifibre de l'AAO permettant d'acquérir jusqu'à 400 spectres par champ et par pose. Une fois la réduction des données terminée, nous disposerons des vitesses radiales déduites des spectres sur un nombre suffisant d'étoiles pour une étude statistique.

On espère alors que la détection ou la non détection d'une signature cinématique permettra de prouver l'existence ou l'inexistence d'une barre à cette longitude. Par ailleurs, les types spectraux pourront nous renseigner sur le genre des étoiles qui forment la surdensité.

La question de sa nature sera alors peut-être résolue.

# Conclusion générale

Ce travail a bénéficié de deux atouts majeurs. D'une part, grâce aux relevés en infrarouge proches que sont DENIS et CAIN, nous avons pu entreprendre, dans une région où règne l'extinction, l'analyse de comptages d'étoiles et de diagrammes magnitude-couleur, préférable à celle des brillances de surface. D'autre part, nous nous sommes servis du modèle global de la Galaxie de Besançon, permettant l'ajustements de paramètres de densité de deux populations stellaires différentes dans la première partie, et l'étude comparée de plusieurs champs dans la deuxième.

Cela nous a permis de déduire des informations sur la distribution spatiale des étoiles dans les régions centrales de la Voie Lactée, à travers l'analyse de deux zones distinctes, la première à  $-8^\circ \leq l \leq 12^\circ$  et  $|b| \leq 4^\circ$ , la seconde à  $15^\circ \leq l \leq 45^\circ$  et  $|b| \leq 2^\circ$ .

Les principaux résultats de cette thèse sont les suivants :

- Le bulbe externe est allongé et de forme *boxy*, ce qui ressemble à une structure de type barre. Son axe principal repose pratiquement sur le plan galactique, et est orienté d'environ  $10^\circ$  par rapport à la direction du Soleil. Son âge est plus jeune que 10 milliards d'années. Sa masse totale a été estimée à environ  $2.39 M_\odot$ .
- L'échelle de longueur du disque mince a été ajustée à 2.40 kpc. Le disque possède un trou, dont l'estimation de l'échelle de longueur donne 1.26 kpc, ce qui aboutit à un rayon<sup>1</sup> d'environ 2 kpc.
- Une forte surdensité stellaire, confinée sur et à proximité du plan galactique, apparaît aux longitudes  $20^\circ$ - $27^\circ$ , mais peut s'étendre à des longitudes inférieures. La surdensité semble rectiligne et orientée d'un angle de  $40^\circ \pm 3^\circ$  par rapport à la direction du Soleil. L'alignement fait penser à une barre, dont la demi-longueur serait de 4.2 kpc.

---

<sup>1</sup>Défini comme étant la distance sur le plan pour laquelle le profil radial du disque vieux troué atteint un maximum.

Par ailleurs, certains points ont également été développés lors de cette thèse, comme une méthode de Monte Carlo permettant l'ajustement simultané de beaucoup de paramètres via les comptages issus d'un grand nombre de fenêtres, ou l'estimation de l'extinction de long de la ligne de visée.

Des prolongements à cette thèse sont envisagés, voire déjà entamés, et notamment l'analyse de données en infrarouge moyen dans la région du bulbe externe pour se rapprocher plus du plan galactique, ainsi que l'étude cinématique de la surdensité stellaire afin de déterminer sa nature dynamique

...

On se doit également de se poser la question du rapport entre ces deux structures, le bulbe externe et la surdensité stellaire, qui tous deux épousent une forme qui fait penser à une barre. *S'agit-il de deux composantes bien distinctes ?*, La grande différence dans l'orientation ( $10^\circ$  et  $40^\circ$ ) le laisse penser, et d'autres galaxies montrent la coexistence d'un bulbe triaxial allongé et d'une barre. *Sont-elles corrélées ?* L'extrémité de la surdensité se trouve à une distance qui pourrait s'approcher du rayon de résonance externe (OLR) du bulbe externe, comme le stipule Weinberg (1994). *Quels sont les liens qui unissent ces structures avec le trou du disque, les bras spiraux, l'anneau moléculaire ?*

Autant de questions auxquelles il conviendra de répondre si on veut, in fine, construire un modèle de structure, de formation et d'évolution des régions centrales de la Voie Lactée prenant en compte toutes ces composantes.

# Bibliographie

- Alard, C. 2001, *Another bar in the bulge*, A&A, 379, L44
- Alard, C. 2002, *High accuracy proper motions in crowded fields*, A&A
- Amaral, L.H., Lépine, J.R.D. 1997 *A self consistent model of the spiral structure of the Galaxy*, MNRAS, 286, 885
- Aoubaïda, Keltouma 2003, *Extinction et matière interstellaire dans la Galaxie*, stage de DEA, Observatoire de Besançon.
- Athanassoula, E. 1992, *Morphology og bar orbits*, MNRAS 259, 345
- Athanassoula, E. 2002, *Formation and evolution of bars in disc galaxies*, dans “Disks of Galaxies : kinematics, dynamics and perturbations”, ASP Conf. Series, Vol 275, Athanassoula, Bosma & Mujica, eds.
- Babusiaux, Carine 1998, *Comparaison des fichiers DENIS avec les simulations du modèle DASGAL-Besançon*, stage de 2ème année ENS des Mines de Saint-Étienne.
- Baggett, W.E., Baggett, S.M., Anderson, K.S.J. 1996, *Inner truncated disks - are they tied to bars ?* in : IAU Colloq 157 : Barred galaxies, eds. R. Buta, D. Crocker, B. Elmegreen, ASP Conf. Ser. 91, p. 91
- Benjamin, R.A., Churchwell, E., Babler, L., Bania, T.M., Clemens, D.P., Cohen, M., Dickey, J.M., Indebetouw, R., Jackson, J.M., Kobulnickly, H.A., Lazarian, A., Marston, A.P., Mathis, J.S., Meade, M.R., Seager, S, Stolovy, S.R., Watson, C., Whitney, B.A., Wolff, M.J., Wolfire, M.G. 2003, *GLIMPSE : I. A SIRTf Legacy projects to map the inner Galaxy*, PASP
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosio, C., Fagotto, F., Nasi, E. 1994, *Theoretical isochrones from models with new radiative opacities*, A&A, 301, 381
- Bienaymé, O., Robin, A. C., & Crézé, M. 1987, *The mass density in our Galaxy. I. A dynamical model constrained by general star counts*. A&A, 180, 94



- Bienaymé, O., Mohan, V., Crézé, M., Considère, S., Robin, A.C. 1992, *A magnitude, colour and proper motion probe of the Galaxy at an intermediate latitude*, A&A 253,389
- Bienaymé, O. 1999, *The local stellar velocity distribution of the Galaxy. Galactic structure and potential*, A&A 341,86
- Binney, J., Gerhard, O., Stark, A., Bally, J., Uchida, K. 1991, *Understanding the kinematics of Galactic center gas* MNRAS, 252, 210
- Binney, J., Gerhard, O., Spergel, D. 1997, *The photometric structure of the inner Galaxy*, MNRAS, 288, 365
- Binney, J., Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*, Princeton Series in Astrophysics
- Binney, J., Bissantz, N., Gerhard, O. 2000, *Is Galactic structure compatible with microlensing data ?*, ApJ 537, L99
- Bissantz, N., Gerhard, O. 2002, *Spiral arms, bar shape and bulge microlensing in the Milky Way*, MNRAS, 330, 591
- Bissantz, N., Englmaier, P., Gerhard, O.E. 2003, *Gas dynamics in the MW : second pattern speed and large-scale morphology*, MNRAS, 340, 949
- Bouwens, R., Cayón, L., Silk, J. 1999, *A look at 3 different scenarios for bulge formation*, ApJ 516,77
- Bruzual, G., Barbuy, B., Ortolani, S., Bica, E., Cuisinier, F., Lejeune, T., & Schiavon, R. P. 1997, *Matching stellar population models to bulge globular clusters*, AJ, 114, 1531
- Bruzual, G., Charlot, S. 2003, *Stellar population synthesis at the resolution of 2003*, MNRAS,
- Cabrera-Lavers, A., Garzón, F. 2003 *Correlation between 2MASS and DENIS data*. A&A, 403, 383
- Cambrésy, L., Copet, E., Epchtein, N., de Batz, B., Borsenberger, J., Fouqué, P., Kimeswenger, S, Tiphène, D. 1998, *New young stellar object candidates in the Chamæleon I molecular cloud discovered by DENIS*, A&A, 338, 977
- Carpenter, J.M. 2001, *Color transformations for the 2MASS second incremental data release*. AJ, 121, 2851
- Castellani, V., Degl'Innocenti, S., Petroni, S., Piotto, G. 2001, *The field of NGC 6397 as a test for Galactic models*, MNRAS, 324, 167
- Cioni, M.R., Habing, H.J., Israel, F.P. 2000, *The morphology of the Magellanic Clouds revealed by stars of different age : results from the DENIS survey*, A&A, 358, L9

- Castelli, F., Gratton, R.G., Kurucz, R.L. 1997, *Notes on the convection in the ATLAS9 model of atmospheres*, A&A, 318, 841
- Cohen, M., Hammersley, P.L., Egan, M.P. 2000, *Radiometric validation of the MSX point source catalogs and the MSX properties of normal stars*, AJ, 120, 3362
- Cole, A.A., Weinberg, M.D. 2002, *An upper limit to the age of the Galactic bar*, ApJ 318 841
- Combes, F. 1988, *influence of large scale dynamics upon star formation in galaxies*, dans "Galactic and extragalactic star formation", p 475, R. Putriz & M. Fich eds.
- Contopoulos, G., Gottesman, S.T., Hunter, J.H.Jr., England, M.N. 1989, *Comparison of stellar and gas dynamics of a barred galaxy*, ApJ, 343, 608
- Contopoulos, G., Grosbol, P. 1990, *Galaxy formation : gas dynamics vs stellar dynamics*, dans "Astrophysical nonlinear fluid dynamics", Buchler & Gottesman eds.
- Dame, T.M., Hartmann, Dap, Thaddeus, P. 2001, *The Milky Way in molecular clouds : a new complete CO survey*, ApJ, 547, 792
- Davidge, T.J. 1998, *The NIR photometric properties of bright giants in the central regions of the Galactic bulge*, AJ, 115, 2374
- Debattista, V.P., Gerhard, O.E., Sevenster, M.N. 2002, *The pattern speed of the OH/IR stars in the MW*, MNRAS 334, 355
- Deguchi, S., Matsumoto, S., Wood, P. 1998, *NIR observations of IRAS sources with SiO masers in the direction of the near end of the G. bar*, PASJ, 50, 597
- Deguchi, S., Fujii, T., Nakashima, J., Wood, P. 2002, *NIR observations of the IRAS/SiO sources in the Galactic bulge : a large scale distribution*, PASJ, 54, 719
- Dehnen, W., Binney, J. 1998, *Mass models of the Milky Way*, MNRAS, 294, 429
- Dehnen, W. 2000, *The effect of the OLR of the G. bar on the local stellar velocity distribution*, AJ, 119, 800
- Delfosse, X., Tinney, C.G., Forveille, T., Epchtein, N., Bertin, E., Borsenberger, J., Copet, E., de Batz, B., Fouqué, P., Kimeswenger, S., Le Bertre, T., Lacombe, F., Rouan, D., Tiphène, D. 1997, *Field brown dwarfs found by DENIS*, A&A, 327, L25

- Delfosse, X., Forveille, T., Tinney, C.G., Epchtein, N. 1998, *The DENIS sky survey : First results on very low mass stars and substellar objects*, ASP Conf. Ser. 134 : Brown dwarfs and extrasolar planets, p 67
- Delmotte, N., Egret, D., Loup, C., Cioni, M. 2001 *Cross-matching DENIS and 2MASS point sources toward the Magellanic Clouds*. Proc. SPIE Vol. 4477, p. 301-312
- Sébastien Derrière. Thèse de doctorat. Observatoire de Strasbourg, Université Louis Pasteur de Strasbourg. *Gestion de grands catalogues et application de relevés infrarouges à l'étude de la structure Galactique*. 2001
- Derrière, S., Robin, A.C. 2002, *Near infrared surveys and the shape of the Galactic disc*, ASP conference series v. 232, The New Era of Wide Field Astronomy, p. 229
- Drimmel, R., Spergel, D.N. 2001, *3 dimensional structure of the Milky Way disc : the distribution of stars and dust beyond 0.35 R<sub>⊙</sub>*, ApJ, 556, 181
- Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., López-Corredoira, M. 2003, *A 3-dimensional Galactic extinction model*, A&A, 409, 205
- Dutra, C.M., Santiago, B.X., Bica, E.L.D., Barbuy, B. 2003 *Extinction within 10° of the Galactic centre using 2MASS*, MNRAS, 338, 253
- Dwek, E., Arendt, R.G., Hauser, M.G., Kelsall, T., Lisse C.M., Modeley, S.H., Silverberg, R.F., Sodroski T.J., Weiland, J.L. 1995, *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE/DIRBE observations*, ApJ, 445, 716
- Englmaier, P. Gerhard, O., Bissantz, N. 2003, *Large scale gas dynamics in the MW*, dans 'Milky Way Surveys', The structure and evolution of Our Galaxy, ASP Conference Series, Dan Clemens and Tereasa Brainerd eds.
- Eggen, O.J., Lynden-Bell, D., Sandage, A.R. 1962, *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed*. ApJ, 136, 748
- Einasto, J. 1979, *Galactic mass modeling*, IAU Symp. 84, The Large Scale Characteristics of the Galaxy, ed. W.B. Burton, p. 451
- Elmegreen, B.G. 1999, *Galactic bulge formation as a maximum intensity starburst*, ApJ, 517, 103
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., Chevallier, L., Copet, E., Fouqué, P., Lacombe, F., Le Bertre, T., Pau, S., Rouan, D., Ruphy, S., Simon, G., Tiphène, D., Burton, W. B., Bertin, E., Deul, E., Habing, H., Borsenberger, J., Dennefeld, M., Guglielmo, F., Loup, C., Mamon, G., Ng, Y., Omont, A., Provost, L., Renault, J.-C., Tanguy, F., Kimeswenger, S., Kienel, C., Garzón, F., Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., Robin, A., Paturel, G., Vauglin, I., Forveille,

- T., Delfosse, X., Hron, J., Schultheis, M., Appenzeller, I., Wagner, S., Balazs, L., Holl, A., Lepine, J., Boscolo, P., Picazzio, E., Duc, P.-A., Mennessier, M.-O. 1997, *The Deep Near-Infrared Southern Sky Survey (DENIS)*. The messenger, 87, 27
- Feast, M. 2000, *The local solar motion and the scalelength of the Galactic disc*, MNRAS, 313, 596
- Feast, M., Whitelock, P. 2000, *Mira kinematics from Hipparcos : a Galactic bar to beyond the Solar circle* MNRAS, 317, 460
- Ferreras, I., Wyse, R.F.G., Silk, J. 2003, *The formation history of the Galactic bulge*, MNRAS
- Figer, D.F., Rich, M., Kim, S.S., Morris, M., Serabyn, E. 2003, *An extended star formation history for the G.C. from HST/NICMOS observations*, astro-ph/0309757
- Fouqué, P., Chevallier, L., Cohen, M., Galliano, E., Loup, C., Alard, C., de Batz, B., Bertin, E., Borsenberger, J., Cioni, M. R., Copet, E., Dennefeld, M., Derrière, S., Deul, E., Duc, P.-A., Egret, D., Epchtein, N., Forveille, T., Garzón, F., Habing, H. J., Hron, J., Kimeswenger, S., Lacombe, F., Le Bertre, T., Mamon, G. A., Omont, A., Paturel, G., Pau, S., Persi, P., Robin, A. C., Rouan, D., Schultheis, M., Simon, G., Tiphène, D., Vauglin, I., Wagner, S. J. 2000, *An absolute calibration of DENIS*. A&A, 141,313
- Freeman, K.C. 1970, *On the discs of spiral and SO galaxies*, ApJ, 160, 811
- Freudenreich, H.T., 1996, *The shape and color of the Galactic disk*, ApJ, 468, 663
- Freudenreich, H.T., 1998, *A COBE model of the Galactic bar and disk*, ApJ, 492,495
- Frogel, J.A., Tiede, G.P., Kuchinski, L.E. 1999, *The metallicity and reddening of stars in the inner G. bulge*, AJ, 117, 2296
- Fuentes, F.J., Gonzales, J.C., Cadavid, E., Diaz, J.J., Hammersley, P.L/, Hernandez, H., Jimenez, J., Joven-Alvarez, E., Mampaso, A., Manescau, A., Martin, C., Paez, E., Espinosa, J.M., Rodriguez-Mora, A., Rodriguez-Ramos, L.F., Sanchez, V., Sosa, N., Williams, M. 1995, *First results of the Instituto de Astrofísica de Canarias infrared camera*, Proc. SPIE v. 2475, P. 203-209, Infrared detectors and instrumentation for Astronomy, A.M. Fowler Ed.
- Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Groenewegen, M.A.T., Marigo, P., Salasnich, B., Weiss, A. 2002, *Theoretical isochrones in several photometric systems. I. Johnson-Cousins-Glass, HST/WFPC2, HST/NICMOS, Washington, and ESO Imaging Survey filter sets*, A&A, 391, 195

- Gómez, A.E., Grenier, S., Udry, S., Haywood, M., Meillon, L., Sabas, V., Sellier, A., Morin, D. 1997, *Kinematics of disc stars in the solar neighbourhood*, ESA SP-402 : Hipparcos-Venice '97, 402, 621
- Guarinos, J., 1991, Thèse de doctorat, Observatoire de Strasbourg.
- Guilout, P., Haywood, M., Motch, C., Robin, A.C. 1996, *The stellar content of soft X-ray surveys : I. an age dependant numerical model*, A&A, 316, 89
- Habe, A., Wada, K., Ohta, K. 1991, *Self-gravitating gas dynamics in barred spirals and gas accumulation process into the galactic center*, dans "Dynamics of galaxies and their molecular cloud distributions", p263, Combes & Casoli eds.
- Hammersley, P.L., Garzón, F., Mahoney, T., Calbet, X. 2003, *Infrared signatures of the inner spiral arms and bar*, MNRAS, 269, 753
- Hammersley, P.L., Garzón, F., Mahoney, T.J., López-Corredoira, M., Torres, M.A.P. 2000, *Detection of the old stellar component of the major Galactic bar*, MNRAS, 317, L45
- Haywood, M., Robin, A.C., & Crézé, M. 1997, *The evolution of the Milky Way disc : II Constraints from star counts at the Galactic poles*, A&A, 320, 440
- Holtzman, J.A., Watson, A.M., Baum, W.A., Grillmair, C.J., Groth, E.J., Light, R.M., Lynds, R., O'Neil Jr, E.J. 1998, *The luminosity function and IMF in the G bulge*, AJ, 115, 1946
- Ibata, R., Gilmore, G. 1995, *The outer regions of the Galactic bulge - II. Analysis*, MNRAS, 275, 605
- Jablonka, P., Martin, P., Arimoto, N. 1996, *The luminosity-metallicity relation for bulges in spiral galaxies*, AJ, 112, 1415
- Jiang, B.W., Omont, A., Ganesh, S., Simon, G., Schuller, F. 2003, *The ISO-GAL field FC-01863+00035 : Mid-IR interstellar extinction and stellar populations*, A&A, 400, 903
- Kauffmann, G., Guiderdoni, B., White, S.D.M. 1994, *Faint galaxy counts in a hierarchical universe*, MNRAS, 267, 981
- Kendall, M.G., Stuart, A. 1973, *The advanced theory of statistics*, Val 2., Ch. 18., Ed. Griffin (London)
- Kiraga, M., Paczyński, B., Stanek, K.Z. 1997, *The CMD in BW revisited*, ApJ, 485, 611
- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., Nagano, F., Lutz, D., Cameron, M., Kroker, H., Tacconi-Garman, L.E., Thatte, N., Weitzel, L., Drapatz, S., Geballe,

- T., Sternberg, A., Kudritzki, B. 1995, *The nuclear cluster of the MW : star formation and velocity dispersion in the central 0.5 kpc*, ApJ, 447, L95
- Krause, O., Lemke, D., Tóth, L.V., Klaas, U., Haas, M., Vareek, R. 2003, *A very young star forming region detected by the ISOPHOT Serendipity survey*, A&A 398, 1007
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, *Standard stellar library for evolutionary synthesis : I. Calibration of theoretical spectra*, A&AS, 125, 229
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *Standard stellar library for evolutionary synthesis : II. The M dwarf extension*, A&AS, 130, 65
- Lépine, J.R.D., Amaral, L.H. 1995, *The rotation curve of the Galaxy and the main stellar populations*, MmSAI, 66, 649
- Lépine, J.R.D., Leroy, P. 2000, *A new model for the infrared brightness of the Galaxy*, MNRAS, 313, 263
- López-Corredoira, M., Garzón F., Beckman, J.E., Mahoney, T.J., Calbet, X. 1999, *A major star formation region in the receding tip of the stellar Galactic bar. II. Supplementary information and evidence that the bar is not the same structure as the triaxial bulge previously reported*, AJ, 118, 381
- López-Corredoira, M., Hammersley, P.L., Garzón, F., Simonneau, E., Mahoney, T. J. 2000, *Inversion of stellar statistics equation for the Galactic bulge*, MNRAS, 313, 392
- López-Corredoira, M., Hammersley, P.L., Garzón, F., Cabrera-Lavers, A., Castro-Rodriguez, N., Schultheis, M., Mahoney, T.J. 2001, *Searching for the in-plane Galactic bar and ring in DENIS*, A&A 373 139
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P.L. 2002, *Old stellar Galactic disc in near-plane regions according to 2MASS : Scales, cut-off, flare and warp*, A&A, 394, 883
- Mathis, J.S. 1990, *Interstellar dust and extinction*, ARAA, 31, 575
- McWilliam, A., Rich, R.M. 1994, *The first detailed abundance analysis of G. bulge K giants in BW*, ApJSS, 91, 749
- McPherson, A.L., Craig, S.C., Sutherland, W. 2003, *Projet VISTA : a review of its progress and overview of the current program*, SPIE, 4837, 82
- Miller, R.H., Prendergast, K.H., Quirk, W.J. 1970, *Numerical experiment on spiral structure*, ApJ 161, 903
- Minniti, D., Liebert, J., Olszewski, E., White, S. 1996, *Background giants in the fields of the globular cluster M22 : kinematics of the Galactic bulge*, AJ, 112, 590

- Minniti, D. 1996, *Kinematics of bulge giants in F588*, ApJ, 459, 579
- Mishurov, Iu N., Pavlovskaïa, E.D., Suchkov, A.A 1979, *Determination of spiral structure parameters of the G. from stellar kinematics*, AZh, 56, 268
- Moutou, C., Deeg, H., Deleuil, M., Jaud, N., Hatziminaoglou, E., Hodgins, S., Robin, A.C., Simon G. 2003, *Spectral classification of CoRoT exoplanet fields using broad-band colours : I. Method*, A&A, soumis.
- Nakai, N. 1992, *Radial distribution of CO in barred spirals and the bar structure of our Galaxy*, PASJ, 44, L27
- Nakasato, N., Nomoto, K.'I. 2003, *3-dimensional simulations of the chemical and dynamical evolution of the G. bulge*, ApJ, 588, 842
- Nikolaev, S., Weinberg, M. 1997, *A rigorous reanalysis of the IRAS variable population : scale lengths, asymmetries, and microlensing*, ApJ, 487, 885
- Norman, C.A., Sellwood, J.A., Hassan, H. 1996 *Bar dissolution and bulge formation : an example of secular dynamical evolution in galaxies*, ApJ, 426, 114
- Oblak, E. 1983, *Applications des méthodes de maximum de vraisemblance et de Monte Carlo à l'étude du champ des vitesses stellaires*, Proc. Statistical Methods in Astronomy Symp, Strasbourg 13-16 Sept. 1983
- Ohta, K., Hamabe, M., Wakamatsu, K-I. 1990, *Surface photometry of barred spiral galaxies*, ApJ, 357, 71
- Ojha, D.K. 2001, *Radial scale lengths of the Galactic thin and thick discs with 2MASS data*, MNRAS, 322, 426
- Omont, A., Gilmore, G. F., Alard, C., Aracil, B., August, T., Baliyan, K., Beaulieu, S., Bégon, S. Bertou, X., Blommaert, J. A. D. L., Borsenberger, J., Burgdorf, M., Caillaud, B., Cesarsky, C., Chitre, A., Copet, E., de Batz, B., Egan, M. P., Egret, D., Epchtein, N., Felli, M., Fouqué, P., Ganesh, S., Genzel, R., Glass, I. S., Gredel, R., Groenewegen, M. A. T., Guglielmo, F., Habing, H. J., Hennebelle, P., Jiang, B., Joshi, U. C., Kimeswenger, S., Messineo, M., Miville-Deschênes, M. A., Moneti, A., Morris, M., Ojha, D. K., Ortiz, R., Ott, S., Parthasarathy, M., Pérault, M., Price, S. D., Robin, A. C., Schultheis, M., Schuller, F., Simon, G., Soive, A., Testi, L., Teyssier, D., Tiphène, D., Unavane, M., Van Loon, J. T., Wyse, R. 2003, *ISOGAL : A deep survey of the obscured inner Milky Way with ISO at 7  $\mu$ m and 15  $\mu$ m and with DENIS in the near-infrared*. A&A, 403, 975
- Ortiz, R., Lépine, J.R.D. 1993, *A model of the Galaxy for predicting star counts in the infrared*, A&A, 279, 90

- Paczyński, B., Stanek, K.Z., Udalski, A., Szymanski, M., Kuzni, J., Kubiak, M., Mateo, M. 1994, *The distribution of Galactic disc stars in BW*, AJ, 107, 2060
- Parker, J.E., Humphreys, R., Larsen, J. 2003, *The asymmetric thick disc : a star count and kinematic analysis. I. the star counts*, AJ, 126, 1346
- Pasquini, L., Alonso, J., Avila, G., Barriga, P., Biereichel, P., Buzzoni, B., Cavadore, C., Cumani, C., Dekker, H., Delabre, B., Kaufer, A., Kotzlowski, H., Hill, V., Lizon, J.-L., Nees, W., Santin, P., Schmutzer, R., Kesteren, A. V., Zoccali, M. 2003, *Installation and first results of FLAMES, the VLT multifibre facility*, SPIE, 4841, 1682
- Persi, P., Marenzi, A.R., Kaas, A.A., Olafsson, G., Nordh, L., Roth, M. 1999, *Deep NIR images and ISOCAM observations of Chamæleon I North*, AJ, 117, 439
- Persi, P., Marenzi, A.R., Gómez, M., Olafsson, G. 2001, *Sub-arcsec resolution NIR images of the Caderblad 110 region*, A&A, 337, 907
- Picaud, S., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F. 2003, *Stellar density distribution in the NIR on the Galactic plan at longitudes 15-27 deg. Clues for the Galactic bar ?*, A&A, 408, 141
- Price, S.D., Egan, M.P., Carey, S.J., Mizuno, D.R., Kuchar, T.A. 2001, *MSX survey of the Galactic plane*, AJ, 121, 2819
- Reylé, C., Robin, A.C. 2001, *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. II. First estimate of the thick disc mass function*, A&A, 373, 886
- Reylé, C., Robin, A.C., Scholz, R.D., Irwin, M. 2002, *New nearby stars selected in a high proper motion surveys by DENIS photométry*, A&A, 390, 491
- Reylé, C., Robin, A.C. 2002, *Search for star clusters close to the Galactic plane with DENIS*, A&A, 384, 403
- Reylé, C., Robin, A.C., Picaud, S. 2004, *Kinematics of the Galactic bulge from radial velocity and proper motion optical surveys*, à publier dans the Publications of the Astronomical Society of Australia, Gibson & Kawata eds.
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J. 1985, *The interstellar extinction law from 1 to 13  $\mu$ m*, ApJ, 288, 618
- Annie Robin. Thèse de troisième cycle Université Paris VII. *Etude des populations stellaires faibles à l'aide d'un modèle de synthèse de populations Galactiques*. 1983



- Robin, A. & Crézé, M. 1986, *Stellar populations in the Milky Way : a synthetic model*. A&A, 157, 71
- Robin, A.C., Haywood, M., Crz, M., Ojha, D.K., et Bienaym, O. 1996, *The thick disc of the Galaxy : sequel of a merging event*, A&A, 305, 125
- Robin, A.C., Reylé, C. & Crézé, M. 2000, *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. II. The spheroid density law and mass function*, A&A, 359, 103
- Robin, A.C., Reylé, C., Derrière, S., Picaud, S. 2002, *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*, A&A, 409, 523
- Stéphanie Ruphy. Thèse de doctorat Université Paris 6. *Contribution à l'étude de la distribution spatiale des étoiles du disque de la Galaxie à l'aide des données DENIS*. 1996
- Ruphy, S., Robin, A. C., Epchtein, N., Copet, E., Bertin, E., Fouque, P., & Guglielmo, F. 1996, *New determination of the disc scale length and the radial cutoff in the anticenter with DENIS data*. A&A, 313, L21
- Schultheis, M., Ganesh, S., Simon, G., Omont, A., Alard, C., Borsenberger, J., Copet, E., Epchtein, N., Fouqué, P., Habing, H. 1999, *Interstellar extinction towards the inner Galactic Bulge*, A&A, 349, L69
- Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P., Davis, M. 1998, *Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and CMB radiation foregrounds*, ApJ, 500, 525
- Schultheis, M., Glass, I.S. 2001 *Asymptotic giant branch variables in Baade's Windows*. MNRAS, 327, 1193
- Schwarz, M.P. 1984, *How bar strenght and pattern speed affect galactic spiral struture*, MNRAS 209, 93
- Sevenster, M., Saha, P., Valls-Gabaud, D., Fux, R. 1999, *New constraints on a triaxial model of the Galaxy*, MNRAS, 307, 584
- Shane, W.W. 1971, *Neutral hydrogen in an interior region of the Galaxy. The longitude interval 22° to 42°. II. Analysis of the observations*, AAS, 4, 315
- Skrutskie, M. F., Schneider, S. E., Stiening, R., Strom, S. E., Weinberg, M. D., Beichman, C., Chester, T., Cutri, R., Lonsdale, C., Elias, J., Elston, R., Capps, R., Carpenter, J., Huchra, J., Liebert, J., Monet, D., Price, S., Seitzer, P. 1997, *The Two Micron All Sky Survey (2MASS) : Overview and Status*. Dans *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, eds. F. Garzon et al., p. 25. Dordrecht : Kluwer Academic Publishing Company.
- Spaenhauer, A., Jones, B., Whitford ; A. 1992, *Proper motions of bulge stars*, AJ, 103, 297

- Stanek, K.Z., Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzeminski, W. 1997, *Modeling the Galactic bar using red clump giants*, ApJ, 477, 163
- Sumi, T., Eyer, L., Woźniak, P.R. 2003a, *Measurements of streaming motions of the Galactic Bar with red clump giants*, MNRAS, 340, 1346
- Sumi, T., Wu, X., Udalski, A., Szymański, M., Kubiak, M., Peitrzyński, G., Soszyński, I., Woźniak P., Zebruń, K., Szewczyk, O., Wyrzykowski, L. 2003b, *The OGLE catalog of stellar proper motions in the OGLE-II Galactic bulge fields*, astro-ph/0305315
- Tiede, G., Terndrup, D.M. 1999, *Kinematics, metallicities, and stellar distributions in the inner disk and bulge of the MW*, AJ, 118, 895
- Twarog, B.A. 1980, *The chemical evolution of the solar neighborhood : I - A bias-free reduction technique and data sample*, ApJS, 44, 1
- Van Loon, J.T., Gilmore, J.F., Omont, A., Blommaert, J.A.D.L., Glass, I.S., Messineo, M., Schuller, F., Schultheis, M., Yamamura, I., Zhao, H.S. 2003 *Infrared stellar populations in the central parts of the Milky Way Galaxy*, MNRAS, 338, 857
- Vauglin, I., Paturel, G., Borsenberger, J., Fouqué, P., Epchtein, N., Kimeswenger, S., Tiphène, D., Lanoix, P., Courtoix, H. 1999, *First DENIS I-band extragalactic catalog*, A&A, 135, 133
- Wainscoat, R.J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H.J., Schwartz, D.E. 1992, *A model of the 8-25 micron point source infrared SKY*, ApJS 83,111
- Warren, S. 2002, *Scientific goals of the UKIRT Infrared Deep Sky Survey*, SPIE, 4836, 313
- Weinberg, M.D. 1992, *Detection of large-scale stellar bar in the MW*, ApJ, 384, 81
- Weinberg, M.D. 1994, *Kinematics signature of a rotating bar near a resonance*, ApJ, 420, 597
- Weiner, B., Sellwood, J.A. 1999, *The properties of the G. bar implied by gas kinematics in the inner MW*, ApJ, 524, 112
- Zagury, F., Boulanger, F., Banchet, V. 1999, *Optical images of MCLD123.5+24.9 : a cloud illuminated by the North star*, A&A, 352, 645
- Zhao, H.S., Mao, S. 1996, *On the microlensing optical depth of the Galactic bar*, MNRAS, 283, 1197

Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., Greggio, L., Saviane, I., Cassisi, S., Rejkuba, M., Barbuy, B., Rich, R.M., Bica, E. 2003, *Age and metallicity distribution of the G. bulge from extensive optical and NIR stellar photometry*, A&A, 399, 931

# Table des figures

2.1	Principe de fonctionnement du modèle de la Galaxie de Besançon.	16
2.2	Fonction de luminosité en $K_s$ du disque mince. Le disque jeune correspond à la ligne discontinue, tandis que la courbe de points représente le disque vieux, et le tracé continu le disque mince total. En ordonnées : logarithme décimal du nombre d'étoiles par intervalle de magnitude absolue de 1 mag. . . . .	22
2.3	Carte en fausse couleur de la Voie Lactée pour $ l  < 90^\circ$ et $ b  < 10^\circ$ , d'après les données IRAS. Les bandes à $12 \mu\text{m}$ , $60 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ sont respectivement représentées en bleu, vert et rouge. L'émission est principalement thermique, due au réchauffement des poussières interstellaires par l'absorption de la lumière des étoiles. Source : <a href="http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/">http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/</a> . . . . .	24
3.1	Courbes de transmission des filtres I-Gunn, J-Johnson et $K_{\text{short}}$ (traits pleins) et des miroirs dichroïques (pointillés). Source : <a href="http://www-denis.iap.fr">http://www-denis.iap.fr</a> . . . . .	34
3.2	Carte d'extinction du bulbe interne obtenue par Schultheis et al. (1999). On remarquera à quel point l'extinction est hétérogène, et élevée quand on s'approche du plan. Source : <a href="http://www-denis.iap.fr/articles/extinction/">http://www-denis.iap.fr/articles/extinction/</a> . . . . .	38
3.3	Fenêtres de moindre extinction. Les grands parallélogrammes correspondent aux batches DENIS, dont les noms sont inscrits aux centres. Les fenêtres sont teintées en fonction de l' $A_V$ moyen issu de la table 3.2. . . . .	39

- 3.4 Ajustement des densités des deux nuages pour la fenêtre 1728B1. Les données sont en gris, le modèle en noir, lignes continues et points pleins pour avant l'ajustement, et lignes discontinues et points creux pour le modèle après. À gauche, les diagrammes  $K_s/J-K_s$  superposés, et les 6 lignes brisées reliant d'un intervalle de magnitude à l'autre les quantiles de même ordre. À droite, les histogrammes en  $J-K_s$ , toutes magnitudes confondues. Les deux nuages sont ici placés à 1 kpc et 4.5 kpc de l'observateur. Les valeurs de  $A_V$  de premier et second nuages sont respectivement de 5.75 et 2.19 mag avant l'ajustement, et de 5.27 et 4.12 mag après. . . . . 44
- 3.5 Fenêtres regroupées. . . . . 49
- 3.6 Diagrammes en  $(\alpha, \delta)$ , histogrammes en magnitude apparente, et diagrammes  $K_s/J-K_s$ . Pour les histogrammes (en noir pour  $K_s$ , en gris pour  $J$ ), les comptages ont été faits par tranches de 0.375 mag, et quelque soit l'histogramme, les sources comptabilisées possèdent des données dans les deux bandes. Pour les diagrammes magnitude - couleur : à gauche les données, à droite les simulations standards, avec les naines en gris. . . . . 50
- 4.1 Profils de densité du disque vieux. À gauche : la variation radiale sur le plan galactique ; à droite : la distribution le long de l'axe vertical. Les courbes en noir, gris foncé et gris clair ont été construites avec  $R_d$  valant respectivement 2, 2.5 et 3 kpc. Les courbes continue, discontinue et en points ont été obtenues avec des valeurs de  $R_h$  égales à 0.2, 0.8 et 1.6 kpc. Les valeurs de  $R$  et  $Z$  sont notées en kpc. . . . . 60
- 4.2 Du repère de la Galaxie  $(x,y,z)$  à celui du bulbe externe  $(X,Y,Z)$ . À gauche, la rotation autour de l'axe vertical des  $z$  définie par  $\phi$ . À droite, la rotation autour de l'axe des  $Y$  définie par  $\beta$ . . . . . 63
- 4.3 Courbes d'équidensité à 60% (continu), 13.5% (discontinu) et 1% (points). À gauche, les courbes d'équidensité sur le plan  $(X,Y)$ , à droite sur le plan  $(Y,Z)$ . Les courbes associées aux fonctions  $E$ ,  $G$  et  $S$  sont teintées respectivement en noir, gris foncé et gris clair. Les graphiques du haut sont obtenus avec  $C_{||}=C_{\perp}=1$  (diamant), ceux du milieu avec  $C_{||}=C_{\perp}=2$  (ellipsoïdal), et ceux du bas avec  $C_{||}=4$  et  $C_{\perp}=2$  (boxy). Les paramètres  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  et  $R_c$  (rayon de coupure, défini en 4.2.2) sont respectivement fixés à 1.6 kpc, 0.4 kpc, 0.3 kpc et 2.6 kpc. . . . . 68

- 4.4 Profils de densité du bulbe externe le long de l'axe des X. Les courbes  $E$ ,  $G$  et  $S$  sont respectivement en noir, gris foncé et gris clair. Les valeurs de l'échelle de longueur  $x_0$  sont de 1.5 kpc (gauche) et  $x_0=2$  kpc (droite). Celles du rayon de coupure sont  $R_c=2.5$  kpc (continu),  $R_c=3.5$  (discontinu) et  $R_c=\infty$  (pas de coupure, points). 70
- 4.5 Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Padoue. Du plus foncé au plus clair : Pad7.9, Pad10, Pad12.6. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ . . . . . 75
- 4.6 Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Bruzual & Charlot. Du plus foncé au plus clair : BC10, BC12. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ . . . . . 76
- 4.7 Diagrammes magnitude-couleur (gauche) et fonction de luminosité en  $K_s$  (droite) des modèles de Bruzual & Charlot (BC10, gris clair) et Padoue (Pad10, gris foncé) pour un âge de 10 Ga. Les ordonnées des histogrammes correspondent au nombre d'étoiles par intervalle de 0.5 mag de magnitude absolue  $K_s$ . . . . . 77
- 4.8 Distributions d'étoiles en magnitude absolue  $K_s$  (gauche) et couleur absolue J- $K_s$  (à droite), sur les simulations des 99 fenêtres, faites avec les fonctions de luminosité de Padoue (Girardi et al. 2002) et Bruzual & Charlot (Bruzual et al. 1997). Du plus foncé au plus clair : les simulations faites avec les FL Pad7.9, Pad10, Pad12.6, BC10 et BC12. En discontinu, les comptages du disque. Les distributions sont déterminées sur 20 tranches de magnitude ou de couleur, et normalisées, comptabilisant chacune 1000 étoiles en totalité. . . . . 78
- 4.9 Histogrammes de mouvements propres en latitude (gauche) et longitude (droite) pour le champ à  $l=-0.23^\circ$  et  $b=-1.33^\circ$ . Les données, provenant de OGLE-II, sont en noir, et les simulations, issues du modèle de la de Besançon, en gris. Les étoiles correspondent à celles ayant une couleur V-I supérieure à 3 mag. . . . . 81
- 5.1 Vraisemblance logarithmique réduite (ordonnées) en fonction de la racine carrée du  $\chi^2$  par intervalle de comptage (abscisses). . . . . 95
- 6.1 Bloc rouge. Il est composé de 10 fenêtres centrales, dont voici les noms : 1740B 1,2 ; 1743B 1,2 ; 1749B 1,2 ; 1751B 1 ; 1751C 1,2,3. . 114

- 6.2 Cartes de moyennes de résidus normalisés (en haut) et de  $\chi_r$  par fenêtres. Les champs appartenant à une même paire ou un même triplet de fenêtres sont teintés d'une couleur identique. De la première à la dernière page, les cartes pour les fonctions de luminosité du bulbe pad7.9, pad10, pad12, BC10 et BC12. Pour les cartes de résidus, le rouge correspond à un déficit du modèle. Les moyennes de résidus et  $\chi_r$  par fenêtre ont été déterminées en prenant en compte tous les ajustements (aucune dichotomie entre premier et second groupes) et en moyennant sur les profils de densité  $E G S$ . Les formules des moyennes de résidus normalisés et du  $\chi_r$  par fenêtre sont explicitées dans la partie 5.3. . . . . 115
- 6.3 Bloc bleu. Il se compose de la paire de fenêtres 1802B 2,3 et des 6 singletons : 1754B 3, 1757C 1 et 2, 1800B 1 et 2, 1802B 1. . . . . 128
- 6.4 Cartes de moyennes de résidus normalisés (en haut) et de  $\chi_r$  par fenêtres pour les 84 champs pris en compte dans le deuxième lot d'ajustements. De la première à la cinquième page : les cartes pour les fonctions de luminosité du bulbe pad7.9, pad10, pad12, BC10 et BC12. Pour les cartes de résidus, le bleu correspond à un excès du modèle. . . . . 129
- 6.5 Cartes de moyennes de résidus normalisés et de  $\chi_r$  par fenêtres pour les 76 champs pris en compte dans le troisième lot d'ajustements. L'ordre des cartes est le même que pour la figure 6.2. . . . . 143
- 7.1 Profils de densité du disque vieux avec les meilleures valeurs des échelles de longueur  $R_d$  et  $R_h$ , sur le plan (à gauche) et le long de l'axe vertical (à droite). Chaque courbe correspond à l'un des 9 couples formés avec les valeurs à 0 ou  $\pm 1 \sigma$  des 2 paramètres. . . . 152
- 7.2 Courbes d'équidensité à 60% (continu), 13.5% (discontinu) et 1% (points) du meilleur modèle. De gauche à droite : les courbes sur le plan (X,Y), (X,Z) et (Y,Z). La fonction de densité est  $S$  et les valeurs des paramètres sont ceux de la première ligne de la table 6.10. . . . . 154
- 7.3 Profil de densité du bulbe externe le long de son axe principal selon les valeurs ajustées de  $x_0$  et  $R_c$  à 0 et  $\pm 1 \sigma$ . . . . . 155
- 7.4 Champs ISOGAL compris entre  $l=-20^\circ$  et  $l=+20^\circ$ . En noir, les directions pour lesquelles les deux bandes d'ISOCAM sont disponibles, en gris, celles où seule la bande à  $7 \mu\text{m}$  l'est, et en blanc, celle où il s'agit de la bande à  $15 \mu\text{m}$ . . . . . 158

- 7.5 Diagrammes  $K_s/J-K_s$  des champs du plan à  $l=27^\circ$  et  $l=32^\circ$ . On identifie clairement un ensemble d'étoiles présent à  $l=27^\circ$  autour de la magnitude 12.5 mag et de la couleur 1.8 mag environ, et absent dans l'autre direction. . . . . 164
- 7.6 Diagrammes de différences des comptages des géantes de  $K_s$  à différentes longitudes moins ceux à  $l=32^\circ$ . De bas en haut :  $l=30^\circ$ ,  $l=27^\circ$ ,  $l=20^\circ$ ,  $l=15^\circ$ ,  $l=10^\circ$  et  $l=5^\circ$ . Le pas entre deux lignes seuils en pointillés est de 30000 étoiles. Source : Hammersley et al. (2000). 165
- 7.7 Comparaisons entre le modèle de L01 (à droite) et les données (triangles, pleins pour DENIS, vides pour TMGS). En abscisses : la longitude. En ordonnées : les comptages en magnitude apparente pour  $K_s \leq 9$  mag, une grande graduation correspondant à 1000 étoiles. De bas en haut :  $|b| < 0.25^\circ$ ,  $-1^\circ < b < -0.5^\circ$ ,  $-2^\circ < b < -1.5^\circ$ . Les deux courbes représentent respectivement les comptages totaux et ceux dus à la seule barre. Source : López-Corredoira et al. (2001). . . . . 167
- 8.1 Instrument CAIN-II du Télescope Carlos Sánchez, Tenerife. Source : <http://www.iac.es/telescopes/CAIN/CAIN.html>. . . . . 172
- 8.2 Courbes de transmission (en %) des filtres J, H et  $K_s$ . En abscisses : la longueur d'onde en nm. . . . . 173
- 8.3 Extraction de la trace des géantes sur des diagrammes  $K_s / J-K_s$ . Les points correspondent aux maxima des histogrammes en couleur de chaque tranche de magnitude. En continu : les courbes ajustées déduites de ces points en faisant varier l'extinction. . . . . 178
- 8.4 Distributions en magnitude absolue  $M_K$  et en couleur intrinsèque  $(J - K_s)_0$ , déduites des simulations des 14 champs possédant des données en  $K_s$ , après application des coupures en magnitude et couleur apparentes (voir 8.4.3). Les comptages des étoiles K0, K1 et K2 sont respectivement tracés en  $\cdots$ ,  $-\cdot-$  et  $- \cdot$ , tandis que leur somme est représentée en continu. . . . . 180
- 8.5 Lois  $A_V(r)$  pour deux champs du plan galactique :  $l=20^\circ$  (gauche) et  $l=32^\circ$  (droite). Les distributions d'extinction déduites des valeurs originelles de la méthode de L02 sont représentées par des triangles, et celles obtenue après correction par des diamants. . . . 181



- 8.6 Comparaisons entre les distributions d'extinction issues du modèle de Drimmel et celles déduites de notre méthode. Pour les lois  $A_V(r)$  (gauche) et les histogrammes en couleur (droite), le noir correspond à la nôtre et le gris foncé à celle de Drimmel. Les histogrammes en gris clair sont ceux des données CAIN. Les diagrammes  $K_s/J-K_s$  (ou  $H/J-H$  pour le champ à  $l=37^\circ$   $b=2^\circ$ ) sont associés respectivement aux simulations issues du modèle de Besançon construites avec notre loi  $A_V(r)$  (2ème colonne), celles obtenues avec le modèle d'extinction de Drimmel (3ème), et enfin aux observations (4ème). Pour  $l=15^\circ$ , c'est le modèle de Drimmel minimum, et non celui au centre, qui est pris en compte. . . . . 187
- 8.7 Histogrammes en  $J-K_s$ , pour le champ  $l=15^\circ$   $b=0^\circ$ , des données 2MASS (en noir) et des simulations (en gris), issues du modèle de Besançon et construites avec la distribution d'extinction de Drimmel minimum (à gauche) et la nôtre (à droite). Les magnitudes  $K_s$  sont inférieures à 12 mag. Source : Keltouma Aoubaida, mémoire de DEA (2003). . . . . 189
- 8.8 Lois  $A - V(r)$  (1ère colonne), diagrammes magnitude-couleur des simulations (2ème) et des données (3ème), et histogrammes en  $J-K_s$  (noir pour le modèle, gris pour les données) correspondant aux estimations d'extinction finalement choisies. . . . . 191
- 8.9 Histogrammes en magnitude apparente, en gris pour  $J$  et en noir pour  $K_s$  ( $H$  à  $l=32^\circ$ ). Pour les lignes épaisses (contrainte stricte), seules sont comptabilisées les étoiles présentant des données dans les deux bandes, tandis que toutes sont prises en compte dans les courbes fines (contrainte souple). Le pas est de 0.375 mag. . . . . 194
- 8.10 Histogrammes en magnitude apparente  $K_s$  ou  $H$  (gauche) et couleur apparente  $J-K_s$  ou  $J-H$  (droite) des pourcentages de naines sur l'ensemble des étoiles. L'écart entre deux graduations correspond à 10%. Le pas en magnitude comme en couleur est de 0.1 mag. Les comptages en magnitude ne tiennent pas compte des coupures en couleur, et vice-versa. . . . . 196
- 9.1 Diagrammes magnitude-couleur et histogrammes des simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon (diagramme de gauche, courbes noires) et des données CAIN (DMC de droite, histogramme gris) pour les 5 directions dites du disque. Les histogrammes en couleur et en magnitude sont respectivement à la pénultième et dernière colonne. La magnitude et la couleur prises en compte sont respectivement  $K_s$  et  $J-K_s$ , sauf pour le champ à  $l=37^\circ$  où la bande  $H$  remplace la bande  $K_s$ . Voir en 9.1. . . . . 202

- 9.2 Histogrammes de différences *comptages observés moins comptages simulés* pour 9 directions du plan entre  $l=15^\circ$  et  $l=45^\circ$ . Les histogrammes en  $J-K_s$  correspondent aux deux colonnes de gauche, et ceux en magnitude  $K_s$  aux deux autres. Les colonnes 1 et 3 en partant de la gauche donnent les différences absolues, avec une petite graduation valant  $6000 \star \text{deg}^{-2} \cdot \text{mag}^{-1}$ . Les colonnes 2 et 4 montrent les différences relatives (la définition se trouve au début de la sous-section 9.2.1), et une petite graduation vaut 40%. Les coupures en magnitude et en couleur sont respectivement  $11.5 \leq K_s < 13.5$  et  $1.5 \leq J-K_s < 3$ . . . . . 205
- 9.3 Histogrammes de différences relatives en  $K_s$  pour les champs du plan galactique à  $l=15^\circ$ ,  $l=20^\circ$ ,  $l=21^\circ$  et  $l=26^\circ$ . Les courbes en noir, gris foncé et gris clair correspondent aux simulations contruites avec  $R_h=0.5$ , 1 et 1.5 kpc respectivement. Les coupures appliquées en magnitude et en couleur sont les mêmes que dans la figure 9.2. . . . . 208
- 9.4 Histogrammes de différences *comptages observés moins comptages simulés* pour 5 directions :  $l=27^\circ$   $b=-0.5^\circ, 0^\circ, +0.5^\circ, +1^\circ$ , et  $l=26^\circ$   $b=+2^\circ$ . Se référer à la légende de la figure 9.2 pour la description des colonnes et des échelles adoptées. Les coupures en magnitude et en couleur sont respectivement  $11.5 \leq K_s < 13.5$  et  $1. \leq J-K_s < 2.5$ . 211
- 9.5 Histogrammes en distance des étoiles du surplus et valeurs (en kpc) de  $D_{\max}$ ,  $D'_{\max}$  et leur moyenne, pour les 6 champs où la surdensité est détectée. Les coupures utilisées en magnitude sont  $11.5 \leq K_s < 13.5$ , et celles en couleur  $1.5 \leq J-K_s < 3$  ( $b=0^\circ$ ) et  $1 \leq J-K_s < 2.5$  ( $b \neq 0^\circ$ ). Le nombre d'intervalles en distances est 10. . . . . 213
- 9.6 Projection sur le plan galactique et coordonnées cylindriques  $(R, \theta)$  dans le repère galactocentrique. . . . . 214

# Liste des tableaux

2.1	Âges limites (en milliards d'années), rapports d'axes et densités locales (en masse solaire par parsec cube) des 6 tranches d'âge du disque vieux. . . . .	20
2.2	Métallicités moyennes et dispersions (en dex) des 7 tranches d'âge du disque mince. Les âges sont donnés en milliards d'années. . . . .	21
2.3	Dispersion des vitesses et courants asymétriques (en $\text{km.s}^{-1}$ ) au voisinage solaire des 7 tranches d'âge du disque mince. Les âges sont en milliards d'années. . . . .	23
3.1	Caractéristiques des trois bandes DENIS. . . . .	34
3.2	Coordonnées, surfaces, $A_V$ moyens et dispersions en $A_V$ des 94 fenêtres sélectionnées. Les noms des fenêtres correspondent aux noms des batches suivis du numéro de la fenêtre. . . . .	40
3.3	Extinction diffuse et valeurs ajustées des $A_V$ des nuages. Les extinctions sont en mag et les distances des nuages (entre crochets) en kiloparsecs. . . . .	45
3.4	Coupures (en mag) en $K_s$ , J (limites supérieures) et J- $K_s$ (limite inférieure). La limite inférieure en $K_s$ est égale à 7.5 mag pour toutes les fenêtres. Voir 3.3.2. . . . .	48
4.1	Estimations récentes de l'échelle de longueur du disque. . . . .	61
4.2	Estimations d'angles d'orientation du bulbe externe par rapport à la direction du Soleil. . . . .	65
4.3	Densité (en pourcentage de la densité centrale) des profils $E$ , $G$ , $S$ pour différentes valeurs de $R_s$ , sans tenir compte de la coupure introduite en 4.2.2. . . . .	67
4.4	Estimations des rapports d'axes. Dans le cas de Shane (1971), Nikolaev & Weinberg (1997) et Weiner & Sellwood (1999), le modèle est un sphéroïde allongé, axisymétrique autour de son axe principal. . . . .	69

4.5	Diverses estimations (rangées dans l'ordre croissant) des demi-longueurs du bulbe externe. Dans le cas de Dwek et al. (1995) et Freudenreich (1998), il s'agit du rayon de coupure, lié à la corotation. Dans celui d'études dynamiques basées sur des observations cinématiques, c'est exactement du rayon de corotation qu'il s'agit. Pour l'article de Stanek et al. (1997), je l'ai déduite de la valeur de $x_0$ ( $\frac{1}{2}$ longueur = 3 x $x_0$ ). Dans les autres cas, la longueur est donnée explicitement. . . . .	71
4.6	Diverses estimations (rangées dans l'ordre décroissant) des vitesses angulaires du bulbe externe $\Omega_p$ . . . . .	80
5.1	Bornes supérieures ( $x_i^{sup}$ ) et inférieures ( $x_i^{inf}$ ) des 11 paramètres. La dernière ligne donne le type de limitation, $\infty$ signifiant <i>limites souples</i> et $\square$ <i>limites strictes</i> . . . . .	86
5.2	Jeu de paramètres choisi pour les simulations initiales. . . . .	91
5.3	Tables de corrélations pour les 3 ajustements. Le numéro de l'ajustement est inscrit dans la case en haut à gauche, et la première ligne correspond aux valeurs des paramètres à retrouver. Les unités sont en kpc pour les distances, degrés pour les angles et nombre d'étoiles par parsec cube pour $\rho_0$ . Les valeurs dépassant $\pm 0.7$ sont notées en gras. La corrélation se calcule comme suit : soient $(\xi^k)$ les $m \times 20$ meilleurs points et $w_k$ leurs poids; notons $\langle \rangle$ tout moyennage pondéré avec les $w_k$ ; prenons deux axes $i$ et $j$ , les coordonnées $\xi_i^k$ et $\xi_j^k$ des points sur ces deux axes, leurs moyennes $m_i = \langle \xi_i^k \rangle$ et $m_j = \langle \xi_j^k \rangle$ , et leurs dispersions $s_i = \langle (\xi_i^k - m_i)^2 \rangle$ et $s_j = \langle (\xi_j^k - m_j)^2 \rangle$ ; alors la corrélation entre les paramètres $i$ et $j$ est égale à $\frac{ \langle (\xi_i^k - m_i)(\xi_j^k - m_j) \rangle }{s_i \cdot s_j}$ . . . . .	98
5.4	Résultats des ajustements en prenant comme fausses données des simulations obtenues avec 3 différents jeux de paramètres. . . . .	100
6.1	Résultats du premier lot d'ajustement. . . . .	106
6.2	Moyennes pondérées des 3 médianes $\mu_i$ tabléées en 6.1, une par fonction $E G S$ . Chaque double-ligne est associé à une fonction de luminosité, sauf la dernière où il s'agit de la moyenne globale sur les $5 \times 3$ $\mu_i$ . Les première et deuxième lignes de chaque couple correspondent aux premier ( $\phi > 3.5^\circ$ ) et second groupes d'ajustements.	113
6.3	Moyennes pondérées des 5 médianes $\mu_i$ de 6.1, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2. . .	113
6.4	Résultats du deuxième lot d'ajustement. La structure des tableaux est identique à celle de 6.1. Cependant, la frontière entre les deux groupes diffère, passant de $\phi = 3.5^\circ$ (premier lot) à $\phi = 4^\circ$ . . . . .	122

- 6.5 Moyennes pondérées des 3 médianes  $\mu_i$  tabléées en 6.4, une par fonction  $E G S$ . La structure du tableau est analogue à celle de 6.2. 127
- 6.6 Moyennes pondérées des 5 médianes  $\mu_i$  de 6.4, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2. . . 127
- 6.7 Résultats du troisième lot d'ajustement. La structure des tableaux est identique à celle de 6.1, mais la limite de séparation est à  $\phi=4.5^\circ$ . 136
- 6.8 Moyennes pondérées des 3 médianes  $\mu_i$  tabléées en 6.7, une par profil  $E G S$ . La structure du tableau est analogue à celle de 6.2. . 142
- 6.9 Moyennes pondérées des 5 médianes  $\mu_i$  de 6.7, une par fonction de luminosité. La structure du tableau est similaire à celle de 6.2. . . 142
- 6.10 **Meilleurs paramètres.** La première double ligne correspond aux médianes et dispersions pondérées obtenues pour le meilleur modèle des ajustements du 3ème lot ( $S$ , pad7.9). La seconde correspond aux moyennes et dispersions pondérées sur les 15 couples (FL,profil). On rappelle la signification des paramètres :  $\phi$  donne l'angle d'orientation de l'axe principal du bulbe par rapport à la direction Soleil - centre galactique;  $\beta$  décrit l'angle entre le plan galactique et celui du bulbe;  $\hat{x}_0$  correspond à la distance sur l'axe principal du bulbe pour laquelle la densité du bulbe vaut 38.6% de celle au centre;  $r_y$  et  $r_z$  sont respectivement les rapports d'axes associés aux deuxième et troisième axes (mineurs) du bulbe triaxial;  $N_{\text{tot}}$  donne le nombre total d'étoiles du bulbe externe;  $R_c$  est son rayon de coupure;  $R_d$  et  $R_h$  sont respectivement les échelles de longueur du disque mince et de son trou central; enfin,  $C_{\parallel}$  et  $C_{\perp}$  sont les coefficients de forme du bulbe. . . . . 150
- 8.1 Limites de complétude approximatives (en mag) des filtres J, H et  $K_s$  de la caméra CAIN-II pour des champs non encombrés. . . . 174
- 8.2 Lois d'erreurs pour les mode *long* et *wire*, et les bandes J, H et  $K_s$ .  $m$  correspond à la magnitude apparente dans la bande concernée. . 175
- 8.3 Liste des 15 champs CAIN étudiés. . . . . 175
- 8.4 Résumé des modes opératoires d'obtention des distributions d'extinction le long de la ligne de visée pour les 15 champs de l'étude. . 190
- 8.5 Limites de complétude déduites des histogrammes de la figure 8.9. 195

- 9.1 Pourcentages, pour les 4 directions du plan, du nombre d'étoiles en surplus par rapport à celui du disque mince (comptages des simulations). Les 3 estimations déduites de l'histogramme de magnitude ( $N_K$ ), de celui en couleur ( $N_{J-K}$ ), et de la somme sur tous les intervalles ( $N_\Sigma$ ). Les coupures en magnitude et couleur sont les mêmes que celles adoptées auparavant pour les champs à  $b=0^\circ$ . Le nombre d'intervalles choisi est 20, en magnitude comme en couleur. 210
- 9.2 Valeurs des coordonnées cylindriques moyennes ( $R(\text{kpc}), \theta(^\circ)$ ) dans le repère galactocentrique. Pour chacun des deux sous-tableaux, les valeurs des première et deuxième lignes ont été déduites respectivement de  $D_{\text{max}}$  et  $D'_{\text{max}}$ , et la dernière correspond à la moyenne des deux. . . . . 214



## Résumé

Cette thèse, portant sur la détermination de la structure des populations stellaires du plan galactique et du bulbe externe, se décompose en deux parties, chacune basée sur la comparaison de simulations issues du modèle de la Galaxie de Besançon et d'observations en infrarouge proche.

Dans un premier temps, nous avons élaboré une méthode de Monte Carlo pour ajuster simultanément 11 paramètres de densité du disque mince et du bulbe externe triaxial sur une petite centaine de fenêtres extraites des batches DENIS à  $-8^\circ < l < 12^\circ$  et  $|b| < 4^\circ$ . Plusieurs profils de densité et fonctions de luminosité du bulbe ont été testées. Les meilleurs modèles donnent la configuration suivante : le bulbe externe, âgé au plus de 10 milliards d'années, est allongé et orienté d'environ  $10^\circ$  par rapport à la direction Soleil - centre ; le disque mince possède un trou central d'environ 2 kpc de rayon.

Dans un second temps, nous avons comparé les simulations issues du modèle de Besançon et des données CAIN sur 15 champs à  $15^\circ < l < 45^\circ$  et  $|b| < 2^\circ$ , et montré l'existence d'une surdensité stellaire étendue en longitude en-deçà de  $l=27^\circ$ , confinée près du plan galactique, distribuée de façon rectiligne et faisant un angle d'environ  $40^\circ$  avec la direction du Soleil. Cette surdensité stellaire pourrait correspondre à une barre, mais seule une étude cinématique permettra de le confirmer ou non.

## Abstract

This thesis work deals with the determination of the structure of the stellar populations present in the Galactic plane and outer bulge regions. It is composed of two parts, both based on comparisons between simulations from the Besançon model of the Galaxy and near infrared data.

Firstly, we constructed a Monte Carlo method to simultaneously fit 11 thin disc and triaxial outer bulge parameters on almost one hundred windows extracted from DENIS batches at  $-8^\circ < l < 12^\circ$  and  $|b| < 4^\circ$ . Various bulge density profiles and luminosity functions were tested. The best models give the following description : the outer bulge is no older than 10 Gyr, oblate, and oriented about  $10^\circ$  with respect to the Sun - center direction ; the thin disc has a central hole with a radius of about 2 kpc.

Secondly, we compared simulations from the Besançon model with CAIN data on 15 fields at  $15^\circ < l < 45^\circ$  et  $|b| < 2^\circ$ . We found an area of increased stellar density, extended in longitude at  $l \leq 27^\circ$ , confined close to the Galactic plane, distributed on a straight line and making an angle of about  $40^\circ$  from the Sun - center direction. This stellar overdensity may correspond to a bar, but only a kinematical study will allow to settle whether it does or not.