



HAL
open science

Etude de la population stellaire du disque épais de la Voie Lactée

Mélanie Guittet

► **To cite this version:**

Mélanie Guittet. Etude de la population stellaire du disque épais de la Voie Lactée. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2012. Français. NNT: . tel-02095133

HAL Id: tel-02095133

<https://hal.science/tel-02095133>

Submitted on 10 Apr 2019

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.

OBSERVATOIRE DE PARIS
ECOLE DOCTORALE
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D' ILE DE FRANCE

Doctorat
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

AUTEUR : Mélanie GUITTET

Etude de la population stellaire
du disque épais de la Voie Lactée

Thèse dirigée par
Misha HAYWOOD, Ana GÓMEZ et Carine BABUSIAUX

Soutenue le 18 Décembre 2012

Jury :	Président :	Christophe SAUTY
	Directeur de thèse :	Misha HAYWOOD
	Co-directrice de thèse :	Ana GÓMEZ
	Co-directrice de thèse :	Carine BABUSIAUX
	Rapporteurs :	Annie ROBIN
		Francesca FIGUERAS
	Examineur :	Olivier BIENAYMÉ
	Invité :	Mathias SCHULTHEIS

OBSERVATOIRE DE PARIS
ECOLE DOCTORALE
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D' ILE DE FRANCE

Doctorat
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

AUTEUR : Mélanie GUITTET

**Etude de la population stellaire
du disque épais de la Voie Lactée**

Thèse dirigée par
Misha HAYWOOD, Ana GÓMEZ et Carine BABUSIAUX

Soutenue le 18 Décembre 2012

Jury :	Président :	Christophe SAUTY
	Directeur de thèse :	Misha HAYWOOD
	Co-directrice de thèse :	Ana GÓMEZ
	Co-directrice de thèse :	Carine BABUSIAUX
	Rapporteurs :	Annie ROBIN Francesca FIGUERAS
	Examineur :	Olivier BIENAYMÉ
	Invité :	Mathias SCHULTHEIS





Table des matières

Table des matières	1
Table des figures	3
Liste des tableaux	7
1 La Voie Lactée : structure et théories	15
1.1 Contexte scientifique	15
1.2 Enjeu scientifique : Pourquoi étudier le disque épais ?	17
1.3 Objectifs de la thèse	26
2 Etude du disque épais avec les relevés CFHTLS/SDSS et comparaisons avec le modèle de Besançon	29
2.1 Description des données : relevés du Canada – France – Hawaï – Telescope Legacy Survey (CFHTLS) et du Sloan Digital Sky Survey (SDSS)	29
2.2 Le modèle de Besançon : modèle de synthèse de populations stellaires de la Voie Lactée	32
2.3 Comparaisons entre modèle théorique et observations	33
3 Réalisation d’un modèle de la Galaxie	43
3.1 Structure du modèle	45
3.2 Développement du modèle	53
3.3 Tests de validation du modèle	55
4 Comparaisons des modèles aux données grand champ SDSS	61
4.1 Le Sloan Digital Sky Survey (SDSS)	61
4.2 Premiers modèles	72
4.3 Comparaisons avec les données : méthode et choix des données	76
4.4 Sélection des modèles et des données	78
4.5 Tendances générales des résultats	81
4.6 Résultats des différents modèles	82

4.7	Peut-on décider d'un "meilleur" modèle?	87
5	Conclusions et perspectives	93
A	Explications sur la loi de densité stellaire radiale $\rho(R)$	95
A.1	Utilisation de $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$	95
A.2	Preuve de la solution de l'intégrale de la fonction de répartition en R	96
B	Quelques graphiques en plus des comparaisons SDSS/modèles du Chapitre 4	99
	Bibliographie	103
	Le Nouveau Chapitre de la Thèse	109



Table des figures

- 1.1 Les différentes populations stellaires de la Voie Lactée. Le bulbe central (bleu), le disque mince (vert), le disque épais (rouge) et le halo galactique (limité par le trait noir). Le Soleil est représenté en jaune, à environ 8 kpc du centre galactique. 17
- 1.2 Etude de Sales et al. (2009) sur les excentricités d'orbites du disque épais (Z entre 1 et 3 kpc environ) pour différents scénarios de formation du disque épais. 19
- 1.3 **Gauche** : Diagramme de Toomre des données de Bensby et al. (2003, 2004), Reddy et al. (2006). Les lignes en pointillés représentent des vitesses constantes par pas de 50 km/s tel que $V_{\text{cst}} = (U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2)^{1/2}$. Les étoiles du disque mince sont symbolisées par un cercle vide et celles du disque épais par un cercle plein (noir : probabilité >10 par rapport au disque mince, gris : probabilité entre 1 et 10). **Droite** : Densité stellaire des abondances en éléments alpha par rapport aux abondances en Fer d'environ 17000 étoiles de type G du relevé SEGUE (Lee et al. 2011). 20
- 1.4 Illustration du paramètre X utilisé pour séparer les composantes stellaires dans le plan ([M/H]-V). En haut, les données de Schuster et al. (1993), en bas celles de Karataş & Klement (2012). 0, -5, et -22 correspondent à différentes valeurs de X. En vert les étoiles du halo, en bleu celles du disque épais et en rouge celles du disque mince. 21
- 1.5 De Bovy et al. (2012a). **En haut** : Corrélacion entre échelles de longueur et hauteur en fonction de la quantité d'éléments alpha [α /Fe]. **En bas** : Comme à gauche mais en fonction de la métallicité [Fe/H]. On remarque qu'il n'y a pas d'ensemble d'étoiles qui se regroupent en une population distincte de l'autre. Plus l'échelle de longueur est faible et plus l'échelle de hauteur augmente (disque plus épais) et plus les étoiles sont riches en éléments alpha ou pauvres en métaux. 24
- 2.1 Filtres dans les bandes ugriz (SDSS) et u*g'r'i'z' (CFHTLS, trait plus fin à réponse plus élevée que les filtres ugriz). 30

2.2	Diagramme de Hess (g-r, r) du champs W1 (données CFHTLS et SDSS) après avoir appliqué les corrections décrites Sec. 2.3.2.	32
2.3	Histogrammes en g-r du nombre d'étoiles dans le champ W1 des données (bleu) et du modèle de Besançon (noir) dont les couleurs ont été obtenues à partir des isochrones de Dartmouth (Dotter et al. 2008).	35
2.4	A gauche : Diagramme de Hess dans le champ W1 dans le plan (g-r,r) en fonction du nombre d'étoiles (échelle logarithmique), normalisé au nombre d'étoiles par degré carré. Les graphiques du haut sont ceux du modèle de Besançon, ceux du bas du catalogue W1. A droite : Diagramme de Hess dans le champ W1 dans le plan (u-g,g). Attention l'échelle de couleur est différente pour chaque graphique afin de bien distinguer les surdensités d'étoiles.	37
2.5	Distribution en métallicité par rapport à Z, la distance perpendiculaire au plan galactique dans les champs W1 et W3. La ligne en pointillé représente la métallicité médiane. La ligne continue marron représente le gradient en métallicité calculé par Bond et al. (2010).	39
2.6	W1 - W3 : comparaisons entre les observations (à gauche) et le modèle de Besançon (à droite). Dans le modèle, le cercle noir représente approximativement le disque épais. Le même cercle est reproduit dans le graphique des données.	40
2.7	Distribution ([Fe/H],Z) simulée incluant le gradient en métallicité du disque épais de (Katz et al. 2011) estimé à -0.068 dex/kpc (montré par la ligne continue). La métallicité médiane en fonction de Z est représentée par la ligne en pointillée.	41
3.1	Position d'une étoile dans le plan cartésien XYZ, d'origine le Centre Galactique (CG).	47
3.2	Variation de l'échelle de hauteur en fonction de l'âge d'une étoile du disque mince. En trait plein est représentée la loi de Basu & Rana (1992), en tiret cette même loi mais ajustée par Girardi et al. (2005) pour s'ajuster au travail de Ng et al. (1997). En pointillé, toujours la loi de Basu & Rana mais avec les valeurs utilisées dans le modèle TRILEGAL v1.6.	48
3.3	Position des étoiles du halo dans le plan cartésien XYZ en coordonnées sphériques. Ici $\rho=r$ du texte ci-dessous.	49
3.4	Diagramme couleur - magnitude absolue. Isochrones (Dartmouth à gauche, Padoue à droite) pour [Fe/H] = 0 (point) et -1.5 dex (croix) représentant la position des étoiles à différents âges. A masse et âge donnés, une étoile pauvre en métaux est moins brillante qu'une étoile enrichie. Plus une étoile est âgée, plus son indice de couleur est élevé.	52
3.5	Schéma d'ensemble du fonctionnement du modèle de comptage d'étoiles mis en place. En bleu, les conditions nécessaires à vérifier durant le code. Si tel n'est pas le cas, l'étoile est rejetée et une nouvelle étoile est générée.	54
3.6	Comparaisons pour le disque mince et le disque épais à (l,b) = (180°,90°) entre TRILEGAL (noir) et mon modèle (rouge) avec des paramètres proches de ceux de TRILEGAL. Dans la légende des graphiques, le nombre d'étoiles simulé est indiqué (nombre divisé par 10, voir texte).	59

3.7	Comparaisons pour le disque mince et le disque épais à $(l,b) = (180^\circ, 90^\circ)$ entre mon modèle (rouge) avec des paramètres proches de ceux du modèle de Besançon et le modèle de Besançon (vert). Dans la légende des graphiques, le nombre d'étoiles simulé est indiqué (nombre divisé par 10, voir texte).	60
4.1	Haut : Couverture spectroscopique et en imagerie en coordonnées équatoriales (centré en RA= 6h, ou 90°). Bas : Projection Aitoff (l,b) du relevé SEGUE centré à l'anti-centre galactique (Steinmetz 2012).	62
4.2	Projections stéréographiques en coordonnées galactiques (l,b) des données SDSS de la valeur moyenne de l'extinction dans la bande r. En haut, carte de l'extinction de Berry et al. (2011) et en bas celle de Schlegel et al. (1998).	65
4.3	Distribution de l'absorption dans la bande r. En noir, les valeurs de Schlegel et al. (1998) données dans le catalogue du Sloan que j'utilise. En rouge, les valeurs données par Berry et al. (2011). On note que les valeurs de Berry et al. sont bien plus élevées que celles de Schlegel et al..	66
4.4	Projections stéréographiques en coordonnées galactiques (l,b) des données. Cartes en métallicité $[Fe/H]$ avec les magnitudes corrigées de l'absorption interstellaire calculée par Berry et al. (2011) en haut et par Schlegel et al. (1998) en bas.	67
4.5	Projection stéréographique de la différence des cartes de métallicité $[Fe/H]$ de la Figure 4.4 entre Berry et al. ($[Fe/H]_B$) et Schlegel et al. ($[Fe/H]_S$). On note que les métallicités avec magnitudes corrigées de l'extinction de Berry et al. sont plus grandes que celles avec magnitudes corrigées par Schlegel et al. d'au plus 0.1 dex.	68
4.6	Courants stellaires dans le SDSS en coordonnées équatoriales en haut et galactiques en bas (Belokurov et al. 2006).	69
4.7	Gauche : Données SDSS-DR8, $0.2 < (g-r)_0 < 0.4$, $0.8 < D < 9$ kpc. Environ 2 millions d'étoiles. Les traits noirs montrent les délimitations de la figure de droite avec les données SDSS-DR6. Droite : De Ivezić et al. (2008), données SDSS-DR6. La différence du nombre d'étoiles s'explique par des sélections sur les erreurs sur les magnitudes dans la DR8. Différentes calibrations photométriques en métallicité $[Fe/H]$ ont été utilisées, à gauche celle de Bond et al. (2010) a été utilisée, à droite celle d'Ivezić et al. (2008). Le courant du Monoceros est visible à $(R,Z) \sim (15, 3.5)$ kpc.	70
4.8	Courant Orphelin ("trait" bleu) observé par Belokurov et al. (2007b) en coordonnées galactiques. Il se situe autour de $b=50^\circ$	71
4.9	Relation âge- $[Fe/H]$ de Haywood (2008). La ligne noire du dessus représente la dispersion en $[Fe/H]$ et la ligne du dessous, la métallicité $[Fe/H]$ moyenne.	73
4.10	En haut : dépendance de l'échelle de hauteur H_z en fonction de l'échelle de longueur H_R et de $[Fe/H]$. En bas : Densité surfacique (trait plein) en fonction de l'échelle de hauteur H_z et de la quantité en éléments $[\alpha/Fe]$ (Bovy et al. 2012a, b).	75

4.11	Magnitude absolue dans la bande r en fonction de $(g-i)_0$ (magnitudes intrinsèques) pour des métallicités entre -0.65 et -0.55 dex. En noir, sont représentées les données SDSS avec la magnitude absolue M_r qui dépend de la métallicité et de $g-i$, comme expliqué Section 2.3.3. En bleu, les magnitudes des isochrones de Padoue à $[Fe/H]=-0.65, -0.6, -0.55$ pour un âge de 11 Gyr environ sont tracées. On remarque que les contraintes sur $g-r$, explicitées dans le titre du graphique, ne sélectionnent bien que les étoiles de la séquence principale alors que ces mêmes coupures incluent des étoiles sous-géantes dans les isochrones.	80
4.12	Graphiques (l,b), $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche), le modèle D7(2,2) (milieu) et le modèle D12(2,2) (droite).	86
4.13	Graphiques (l,b), $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche) et le modèle C(4,2) (droite).	88
A.1	Exemple de génération de points suivant une loi uniforme. A gauche une distribution incorrecte, à droite la distribution correcte.	96
A.2	Distributions des étoiles en coordonnées cartésiennes X, Y. Simulations des distances galactocentriques R à l'aide d'une exponentielle par unité de surface (gauche) et d'une exponentielle totale dans le plan (droite).	96
B.1	Graphiques (l,b), $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche) et le modèle D(3,2) (droite). Voir aussi la Table 4.5.	100
B.2	Graphiques (l,b), $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche) et le modèle D(3,3) (droite). Voir aussi la Table 4.5.	101
B.3	Graphiques (l,b), $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche) et le modèle D(3,4) (droite). Voir aussi la Table 4.5.	102

Liste des tableaux

1.1	Informations sur différentes propriétés du disque épais. Liste non exhaustive. Se référer aux articles pour avoir plus de précisions, notamment sur le type de données utilisées par exemple. La valeur positive de $\frac{\partial V_{\phi}}{\partial Z}$ de Kordopatis et al. (2011) est due au fait qu'ils définissent la vitesse du LSR à -220 km/s et non à 220 km/s.	25
2.1	Description des champs CFHTLS.	32
2.2	Valeurs d'extinction A_V dans les champs W1 et W3 de différents modèles d'extinction.	34
2.3	Métallicité médiane et dispersion dans les champs W1 et W3 ainsi que dans les données SDSS (Bond et al. 2010) pour le disque et le halo.	38
3.1	Coefficients d'absorption de Schlegel et al. (1998) dans les bandes ugriz.	53
3.2	Paramètres du modèle de Besançon utilisés dans mon modèle pour la validation de celui-ci.	58
4.1	Paramètres d'entrée du Modèle D avec deux disques : disque mince et disque épais.	74
4.2	Paramètres d'entrée du Modèle C avec un disque continu en $[Fe/H]$, H_R , H_z	74
4.3	Différents modèles étudiés par variation de l'échelle de longueur H_R du disque mince (DM) et du disque épais (DE). 9 modèles seront étudiées pour les modèles D7(1) et D12(1), et 10 pour le modèle C.	78
4.4	Pourcentage d'étoiles des différents modèles par rapport au données SDSS ainsi que les pourcentages de chaque population stellaire : disque mince (DM), disque épais (DE) et halo (H).	81
4.5	χ_{bin}^2 des modèles D7(1) et D12(1) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 7 et 12% pour différentes échelles de longueur H_R du disque mince et du disque épais.	83
4.6	Comme Table 4.5 mais pour le modèle C "continu". La dernière ligne représente le modèle avec les paramètres de Bovy et al. (2012a, b) pour lequel les échelles de longueur varient de 3.7 à 1.8 kpc (Table 4.2).	84

4.7	Echelles de hauteur H_Z du disque mince du modèle D(2). Les autres paramètres sont ceux du modèle D(1), Table 4.1. Les échelles de hauteur du disque mince suivent approximativement ce qui a été trouvé dans le modèle de Besançon (voir Robin et al. 2003).	89
4.8	χ_{bin}^2 des modèles D7(2) et D12(2) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 7 et 12% pour différentes échelles de longueur H_R du disque mince et du disque épais. Ici les échelles de hauteur du disque mince sont celles de la Table 4.7 variant de 170 à 380 pc environ.	90
4.9	χ_{bin}^2 des modèles D12(3) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 12% pour des échelles de longueur du disque mince et disque épais (2,4), (3,3) et (4,2) kpc. Les échelles de hauteur du disque mince correspondent à ce qui est indiqué dans la Table 4.7 jusqu'à 2 Gyr, puis $H_Z=250$ pc au-delà de 2 Gyr.	91



Remerciements

Je remercie Misha Haywood, directeur de thèse, et Ana Gómez, co-directrice, de m'avoir donné l'opportunité de faire une thèse. Je remercie Carine Babusiaux, co-directrice de la thèse, d'avoir accepté de m'aider à finir cette thèse pendant les six derniers mois. Tu as investi beaucoup de ton temps sur mon travail et sur la relecture de la thèse. J'ai apprécié nos échanges. J'ai pu tenir jusqu'au bout et finir ma thèse dans de bonnes conditions.

Merci à Frédéric Arenou pour son aide ponctuelle mais ô combien nécessaire. Il faudra trouver quelqu'un d'autre si tu veux manger des amandes maintenant ;-).

A toi Hélène, qui a partagé ces trois années de thèse aussi intensément que moi, merci d'avoir été là. Heureusement que tu as commencé ta thèse en même temps que moi ! On a pu se soutenir durant ces trois années, pleurer et rire ensemble. On a trinqué à la compote lorsque nos programmes fonctionnaient ! Youhou ! Je me souviendrais de nos pauses glaces (ou petites carottes, c'est plus diététique...) et nos sorties piscine. J'ai apprécié en toi ton écoute, toutes nos discussions (sérieuses et moins sérieuses). Tu as toujours été disponible lorsque j'en avais besoin, ça faisait du bien. Notre voyage (euh... mission) en Chine a été inoubliable. Tu m'as aidée à tenir le cap dans les moments difficiles, un grand merci.

Merci à Nicolas Leclerc pour son aide précieuse en informatique.

Merci à Frédéric Royer et Shan Mignot pour les discussions distrayantes (et plus sérieuses) qui changent bien les idées. Merci à Chloé Fournelle-Ravard pour nos rigolades.

David, ce paragraphe t'est dédié comme convenu. Je te dis merci pour ton écoute lorsque le moral était parfois au plus bas. J'étais souvent dans le bureau d'Hélène et tu as souvent essayé de m'y faire sortir, on se demandait bien pourquoi ? En tout cas, je me souviendrais de nos incessantes rigolades et de ta bonne humeur.

A tous les membres du laboratoire qui ont participé de près ou de loin à ma thèse, qui m'ont épaulée, écoutée, un grand merci (Noël Robichon, Paola Sartoretti, Frédéric

Meynadier ancien co-bureau, Céline Delle Luche, Olivier Marchal, etc...). J'ai été ravie de faire votre connaissance. Merci également à nos secrétaires Annick Oger, Olga Martins et Stéphane Thomas, Pascale Lainé toujours serviables et efficaces.

Merci au directeur du GEPi, Piercarlo Bonifacio, pour son accueil, sa disponibilité et son écoute.

A ma marraine de thèse, Marie-Christine Angonin, j'adresse un grand remerciement. Depuis le Master, tu as toujours été disponible lorsque j'en avais besoin, tu as su m'écouter et me soutenir dans les moments difficiles.

Maintenant, je remercie ma famille d'avoir été présente à mes côtés. Merci Olivier pour avoir supporté et su gérer mes différentes humeurs au quotidien.

Merci aux Dijonnais pour leurs encouragements réguliers, notamment Frédéric Chaussard, Eric Chariot, Vincent Boudon et Silvère Lagrange.

Que serait une thèse sans des moments de détente entre ami(e)s ? Merci à mes amis de promo de Master (Jérôme, Romain, Jennyfer, Pierre-Emmanuel, Marc, Lauriane, Sophie, Laurent, etc ...), à mes amies de Licence (Delphine, Audrey) et à mes amies du Lycée (Cécile, Clotilde, Alice) pour nos soirées ou conversations téléphoniques à discuter de tout et de rien. Merci à mes camarades représentants étudiants (Alexis Coleiro, Cédric Collet, Kévin Degiorgio, Etienne Morey) avec qui j'ai passé de bons moments.

Enfin, je remercie l'Ecole Doctorale 127 d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France de m'avoir permis de participer au Nouveau Chapitre de la Thèse.



Résumé

Depuis les années 80, il a été montré que deux populations stellaires peuplent le disque de notre Galaxie, le disque mince et le disque épais. La population du disque épais galactique suscite un fort intérêt de la communauté scientifique parce qu'elle trace l'origine et l'évolution de la Voie Lactée. En effet, pour connaître son origine il est nécessaire de comprendre comment les différentes populations stellaires se sont formées. Plusieurs hypothèses existent à ce jour dont l'accrétion d'étoiles de galaxies satellites, la fusion de galaxies massives riches en gaz ou encore la migration radiale des étoiles. La formation ou l'évolution des étoiles du disque épais ainsi que leurs caractéristiques sont encore mal connues.

Dans un premier temps, je me suis intéressée à comparer des observations sur des petites surfaces (CFHTLS, Canada France Hawaiï Telescop Legacy Survey) à un modèle de synthèse de populations stellaires de la Galaxie, le modèle de Besançon. Cette étude a mené à la conclusion que le disque de la Galaxie pourrait finalement ne pas être décrit par deux disques nettement distincts (disque mince, épais) comme le suggèrent beaucoup d'études. Les deux disques pourraient être continus entre eux.

Dans un deuxième temps, j'ai réalisé un nouveau modèle de synthèse de populations stellaires afin de tester l'hypothèse obtenue lors de ma première étude et de la confronter à des observations à grande échelle (Sloan Digital Sky Survey, SDSS). J'ai établi un modèle avec un disque continu de sous-populations stellaires et un disque discrétisé en deux sous-populations. De récentes études montrent que les échelles de longueur, de hauteur et la normalisation locale des populations stellaires sont fortement corrélées. Les configurations les plus discutées de la littérature récente ont été modélisées et comparées en terme de densité stellaire pour des distributions ($[Fe/H], Z$), (l, b) et diagrammes couleur magnitude $(g-r, g)$ dans le cas d'un disque continu et d'un disque discret.



Abstract

Since the 80's, it has been shown that the galactic disk is composed of two sub-components : the thin disk and the thick disk. The galactic thick disk has intermediate characteristics between the thin disk's and the halo's (in terms of metallicity, kinematics, age). No consistent description has been given so far for the thick disk, and the main questions are still unanswered. How was it formed? What is the connection between the thick disk and the other populations? The answer of these questions would allow us to improve our knowledge of the formation history of our Galaxy. Different scenarios of the formation of the galactic thick disk have been proposed : stars accretion from satellite galaxies, mergers of gas rich massive galaxies or radial migration of stars. By studying the characteristics of the thick disk, we aim to provide constraints on those scenarios.

In a first step, I worked on comparisons between the wide fields of the CFHTLS (Canada France Hawaiï Telescop Legacy Survey) and the Besançon stellar population synthesis model. The study showed that the galactic disk could not be well described by two distinct entities (thin and thick disks) but a continuous one.

In a second step, I built a new stellar population synthesis model in order to test the continuity or discontinuity of the galactic disk and to compare it to a large scale survey such as the SDSS (Sloan Digital Sky Survey, SDSS). Two models have been done : one with a continuous disk of sub-stellar populations in scale length, scale height and metallicity and one with two distinct disks. Recent studies showed that scale length, scale height and local normalisation of stellar populations are correlated. The most often discussed configurations of the litterature have been modeled and compared in terms of stellar density distributions ($[\text{Fe}/\text{H}], Z$), (l, b) and color magnitude diagram $(g-r, g)$ in the case of a continuous disk and a discrete disk.

La Voie Lactée : structure et théories

1.1 Contexte scientifique

1.1.1 Les différentes populations stellaires de la Galaxie

La Voie Lactée est une galaxie de type spirale barrée. Elle est composée d'un bulbe central, d'un disque d'environ 25 kpc de diamètre (incluant les disques mince et épais), ainsi qu'un halo d'environ 100 kpc de diamètre (Brown et al. 2010) (Fig. 1.1).

Le bulbe de la Galaxie a une structure allongée et barrée (Dwek et al. 1995). Il existe une petite barre (~ 600 pc) dans les régions internes du bulbe (Alard 2001) et une plus grande barre dans le plan galactique (López-Corredoira et al. 2007). Saito et al. (2011) ont montré que la structure verticale du bulbe a une forme en X. L'âge des étoiles se situe entre 10 et 12 Gyr et la métallicité moyenne des étoiles est autour de 0 dex (Zoccali 2009). En 2007, Lecureur et al. montrent que le rapport $[\alpha/\text{Fe}]^1$ des étoiles du bulbe est plus élevé que le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ des étoiles du disque ou du halo). Ceci suppose que les étoiles ont été enrichies par les éléments générés lors des explosions des étoiles massives en supernovae SNIa avec un temps de formation très rapide. Il existe un gradient vertical en métallicité selon l'axe mineur du bulbe de +0.2 dex à 600 pc du centre galactique dans la fenêtre de Baade jusqu'à -1 dex à 2.3 kpc du centre galactique (Minniti et al. 1995, Zoccali et al. 2008). Hill et al. (2011) montrent que la distribution en métallicité des étoiles dans la fenêtre de Baade ($l=1^\circ$, $b=-4^\circ$) peut se décomposer en deux sous-populations : l'une riche en métaux ($\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim 0.3$ dex) et l'autre plus pauvre ($\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim -0.3$ dex)². En 2010, Babusiaux et al. confirment la présence de ces deux sous-populations par une étude sur la cinématique des étoiles. La sous-population pauvre en métaux a une vitesse de dispersion radiale d'environ 100 km/s le long de l'axe mineur du bulbe tandis que la

1. Une particule alpha est un élément ayant un nombre de protons Z multiple de celui de l'Hélium jusqu'à $Z=22$. Les éléments alpha sont par exemple l'Oxygène, le Carbone, le Magnésium, etc ...

2. Les métaux sont les éléments plus lourds que l'Hélium. On les compare en général à l'abondance en Hydrogène, on note ce rapport $[\text{M}/\text{H}]$ que l'on nomme métallicité. Le pic du Fer ayant les raies les plus visibles dans le spectre d'une étoile, le rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ est plus souvent utilisé. Par abus de langage, on le nomme souvent métallicité. $[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{10}(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\text{étoile}} - \log_{10}(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\text{Soleil}}$.

sous-population plus riche en métaux a une dispersion de vitesse qui diminue lorsque l'on s'éloigne du plan galactique (de 120 à 40 km/s). La dispersion de vitesse élevée fait penser à une dispersion de vitesse d'étoile du halo alors qu'une dispersion de vitesse de 40 km/s correspondrait plutôt à une valeur typique d'étoile du disque. Il semblerait alors que le bulbe soit composé de différentes populations mélangées au cours du temps, ce qui pourrait expliquer l'existence d'un gradient vertical en métallicité le long de l'axe mineur. Les deux sous-populations se seraient formées suivant les deux scénarios connus de formation du bulbe galactique : la sous-population riche en métaux serait le résultat de l'évolution séculaire du disque existant entraînant la formation d'une barre et d'un bulbe et donnant la structure en forme de X au bulbe. La sous-population pauvre en métaux et enrichie en éléments alpha serait le résultat d'un effondrement gravitationnel du gaz primordial (Matteucci & Brocato 1990 par exemple) ou de la fusion de plusieurs "clumps" de gaz (Noguchi 1999 par exemple) impliquant une formation rapide des étoiles et donc d'une population âgée.

Le disque de la Galaxie est sous-divisé en deux sous-populations : le disque mince et le disque épais.

Le disque mince regroupe des étoiles plutôt jeunes (<10 Gyr) et assez riches en métaux ($\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim 0$ dex, Karataş & Klement 2012). Le disque mince se caractérise par une échelle de longueur entre 2 et 4 kpc et une échelle de hauteur entre 100 et 500 pc environ. L'échelle de hauteur du disque mince est dépendante de l'âge des étoiles. En effet, d'après l'étude de Gomez et al. (1997), il existe une relation âge–dispersion de vitesse des étoiles du disque mince (leur Figure 2). Une population d'étoiles est dite isotherme si sa dispersion de vitesse verticale σ_z (ou σ_w) ne varie pas. Or on remarque dans la Figure 2 de Gomez et al. (1997) que cette dispersion varie suivant l'âge. Pour les étoiles pouvant atteindre un âge d'environ 6 Gyr (typiquement des étoiles du disque mince), on voit que σ_w augmente très nettement sur l'intervalle d'âge 0–6 Gyr. La dispersion de vitesse des étoiles du disque mince dans le repère des vitesses (U,V,W) est d'environ $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) \sim (39, 20, 20)$ km/s (Soubiran et al. 2003). Le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ des étoiles du disque mince est inférieur à 0.2 dex environ (Reddy et al. 2006).

Les étoiles du disque épais sont âgées entre 10 et 12 Gyr environ. Elles sont plus pauvres en métaux que les étoiles du disque mince ($\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim -0.6$ dex, Lee et al. 2011) et par conséquent ont un rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ plus élevé que celles du disque mince. Ces étoiles ont un retard à la rotation d'environ 50 km/s (Chiba & Beers 2000) et la dispersion de vitesse radiale est d'environ $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) \sim (63, 39, 39)$ km/s (Soubiran et al. 2003). L'échelle de longueur du disque épais se situe entre 2 et 4.5 kpc pour une échelle de hauteur se situant entre 500 et 1000 pc. La densité locale des étoiles, au voisinage solaire, représente entre 5 et 18% la densité locale du disque mince (voir Tab. 1.1). Les scénarios de formation du disque de la Galaxie sont expliqués dans la Section 1.2.1.

Le halo est une population d'étoiles plus âgée, ~ 13 Gyr, que les étoiles du disque. Carollo et al. (2007) montrent l'existence de deux sous-populations dans le halo : un halo interne qui domine pour des distances galactocentriques R entre 10 et 15 kpc et ayant une métallicité moyenne de $\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim -1.6$ dex, et un halo externe ($15 < R \text{ (kpc)} < 20$) de métallicité moyenne $\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle \sim -2.2$ dex. Les étoiles du halo interne auraient en général, selon Carollo et al. (2007), des orbites très excentrées et leur distribution spatiale serait plutôt plate. Les étoiles du halo externe auraient de plus faibles excentricités et

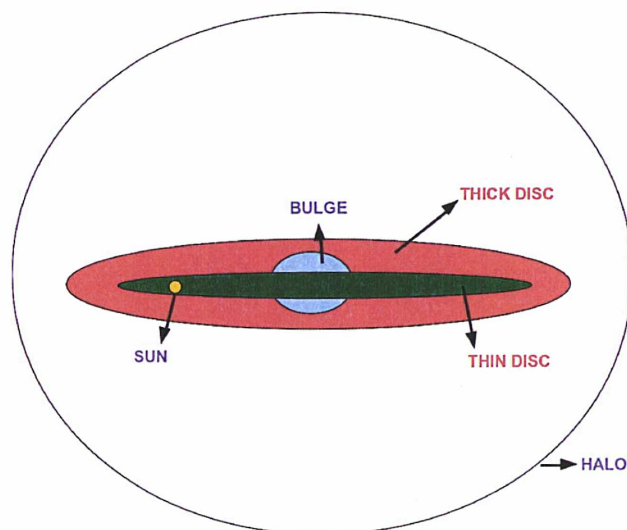


FIGURE 1.1: Les différentes populations stellaires de la Voie Lactée. Le bulbe central (bleu), le disque mince (vert), le disque épais (rouge) et le halo galactique (limité par le trait noir). Le Soleil est représenté en jaune, à environ 8 kpc du centre galactique.

une distribution spatiale plus sphérique, ainsi qu'une rotation clairement rétrograde. La vitesse moyenne de rotation des étoiles du halo interne est d'environ 7 ± 4 km/s et celle du halo externe -80 ± 13 km/s (Carollo et al. 2010). La quantité d'éléments $[\alpha/\text{Fe}]$ dans le halo est estimée à au moins 0.3 dex (Reddy 2009).

1.2 Enjeu scientifique : Pourquoi étudier le disque épais ?

1.2.1 Le rôle du disque épais dans le contexte de la formation de la Voie Lactée

Nous avons vu dans la section précédente que le disque épais est une population intermédiaire entre le disque mince et le halo. Cette population a des valeurs intermédiaires entre celles du disque mince et du halo en terme de métallicité, d'âge ou de cinématique. La compréhension de la mise en place de cette population, de sa formation, est donc cruciale pour permettre de mieux comprendre comment notre propre Galaxie, la Voie Lactée, s'est formée.

Plusieurs mécanismes de formation du disque épais ont été proposés :

- La formation par **accrétion d'étoiles de galaxies satellites** (Abadi et al. 2003). Par des simulations Λ CDM, ils montrent qu'environ 60% des étoiles du disque épais formé sont des étoiles des galaxies satellites ayant des orbites dans le même plan que le disque galactique et qu'elles se seraient circularisées par friction dynamique.
- Le disque épais pourrait s'être formé suite à des fusions majeures, c'est à dire des **fusions entre galaxies massives riches en gaz** de masses à peu près égales.

Le gaz des galaxies satellites augmenterait le taux de formation stellaire de la Voie Lactée. La formation rapide des étoiles entraînent un enrichissement du milieu interstellaire en éléments alpha, ce qui aurait formé un disque épais. L'augmentation de la vitesse de dispersion radiale des étoiles (de 20 à 40 km/s environ) autour de 8 Gyr serait une signature d'un disque épais (Brook et al. 2004, 2005, 2007). A la différence du scénario d'Abadi et al. (2003), ici les étoiles ne sont pas accrétées de la galaxie satellite, c'est son gaz qui l'est et les étoiles sont alors formées in situ dans la Galaxie.

- Un scénario de formation du disque épais par **échauffement cinématique du disque mince**, dû à des fusions mineures de galaxies. Un disque mince est déjà existant dans ce type de scénario, c'est pourquoi la masse de la galaxie satellite ne doit pas être trop élevée (de l'ordre de 20% la masse de la Voie Lactée) de sorte à ne pas détruire ce disque (Quinn et al. 1993, Velazquez & White 1999, Kazantzidis et al. 2008, Villalobos & Helmi 2008, Qu et al. 2011). Durant la période de fusion des galaxies, le disque mince pré-existant est perturbé et les étoiles voient leur vitesse modifiées et former une composante plus épaisse qui sera le disque épais. Le disque mince se reformera pour devenir sa forme actuelle avec le gaz restant de la fusion.
- Le **mélange radial des étoiles** a pu former un disque épais. Sellwood & Binney (2002) ont été les premiers à évoquer l'effet de mélange radial qui a des conséquences sur la distribution en âge, sur la cinématique ou encore sur la distribution chimique du disque. Les étoiles des parties internes du disque mince de la Galaxie pourraient s'être "déplacées" vers les régions externes (et inversement) sous l'effet des bras spiraux et/ou de la barre (Roškar et al. 2008, Haywood 2008, Schönrich & Binney 2009a, Loebman et al. 2011, Bird et al. 2012, Liu & van de Ven 2012). Ce qui aurait formé une composante plus épaisse qu'un disque mince donc un disque épais. Cependant, Minchev et al. (2012) montrent que ce scénario ne semble pas expliquer à lui tout seul la formation du disque épais. Il ne serait donc pas le processus dominant mais simplement une aide à sa formation.
- Bournaud et al. (2009) ont proposé que des inhomogénéités formées par instabilités gravitationnelles puissent former un disque épais suite à la diffusion des étoiles du disque turbulent initialement formé. Ceci n'est possible que dans une galaxie riche en gaz et se serait produit à haut redshift. Le disque épais se serait formé en 1 milliard d'années maximum et aurait une échelle de hauteur relativement constante qui ne dépendrait pas de l'échelle de longueur. Ce type de formation a déjà été évoqué dans Elmegreen & Elmegreen (2006).

Sales et al. (2009) ont testé la plupart de ces scénarios en étudiant par modélisation les excentricités des orbites stellaires du disque épais. Les scénarios modélisés sont au nombre de quatre : i) Accrétion d'étoiles par une galaxie satellite, ii) Echauffement cinématique des étoiles d'un disque mince pré-existant par fusion mineure, iii) Migration radiale et iv) Accrétion de gaz de galaxies riches en gaz (fusions majeures) et formation in situ. Le résultat de leur étude est donné Figure 1.2. Ils montrent que les étoiles du disque épais formées in situ (bleu) dominent plutôt dans les faibles excentricités (0.2 – 0.3) tandis que les étoiles du disque épais accrétées (rouge) ont plutôt des excentricités élevées. Ils démontrent que l'étude des excentricités des orbites peut permettre de faire ressortir un

sécenario plutôt qu'un autre (suivant si les excentricités sont élevées ou non), mais pas forcément d'en dégager un précisément. Pour le scénario d'échauffement cinématique (en haut à droite), on remarque une surdensité d'étoiles ayant des excentricités autour de 0.8. Pour Sales et al. (2009) ces étoiles proviennent de la galaxie satellite.

Côté observationnel, plusieurs auteurs ont comparé des observations aux modèles de Sales et al. (2009) pour les différents scénarios de formation. Le pic à ~ 0.8 en excentricité dans le modèle d'échauffement cinématique de Sales et al. (2009) n'est pas visible dans les données (Dierickx et al. 2010, Wilson et al. 2011, Casetti-Dinescu et al. 2011, Lee et al. 2011, Ruchti et al. 2011, Karataş & Klement 2012) que ce soit des données SDSS ou RAVE. Tous l'expliquent par la valeur de l'inclinaison de l'orbite de la galaxie satellite. Di Matteo et al. (2011) ont montré par des simulations que suivant les conditions initiales de la galaxie satellite (rapport de masse 1/10, orbite directe), il était possible de reproduire les observations pour le scénario d'échauffement cinématique sans le pic d'excentricité à 0.8. Bekki & Tsujimoto (2011) ont suggéré qu'une faible inclinaison de l'orbite inférieure à 30° reproduisait les observations.

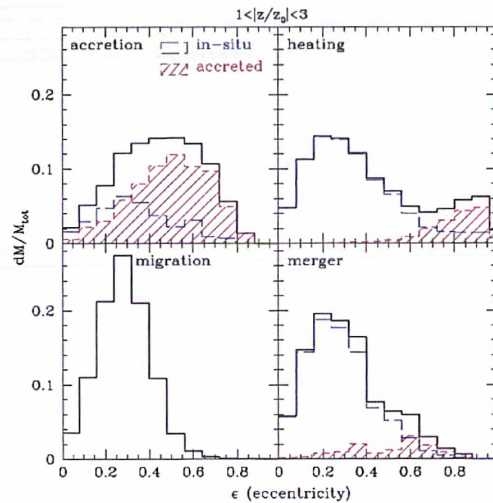


FIGURE 1.2: Etude de Sales et al. (2009) sur les excentricités d'orbites du disque épais (Z entre 1 et 3 kpc environ) pour différents scénarios de formation du disque épais.

1.2.2 Le disque épais : une population encore mal connue

Le disque épais est une composante stellaire qui a des connexions avec les populations stellaires qui l'entourent : le disque mince, le halo et le bulbe. Le disque épais a en réalité des propriétés plus proches de celles du disque mince que de celles du halo (en terme de vitesse, d'abondance en fer ou encore en éléments alpha). C'est pourquoi différentes études observationnelles liées au disque épais doivent être comparées avec précaution. En effet, il n'est pas aisé de définir un critère simple qui puisse distinguer une étoile appartenant au disque mince de celle appartenant au disque épais.

Il existe typiquement deux critères de séparation des étoiles des deux disques (les plus couramment utilisés) : un critère cinématique et un critère lié à la chimie de l'étoile. La

méthode liée à la cinématique des étoiles est décrite dans Bensby et al. (2003) (utilisée aussi par Mishenina et al. 2004, Haywood 2008). Cette méthode suppose des distributions en vitesse gaussienne pour toutes les populations d'étoiles (disque mince, disque épais, halo). Les étoiles appartenant au disque épais sont choisies parmi celles ayant une probabilité d'appartenir au disque épais qui est au moins deux fois plus élevée que celle d'appartenir à une autre population (voir Fig. 1.3 à gauche).

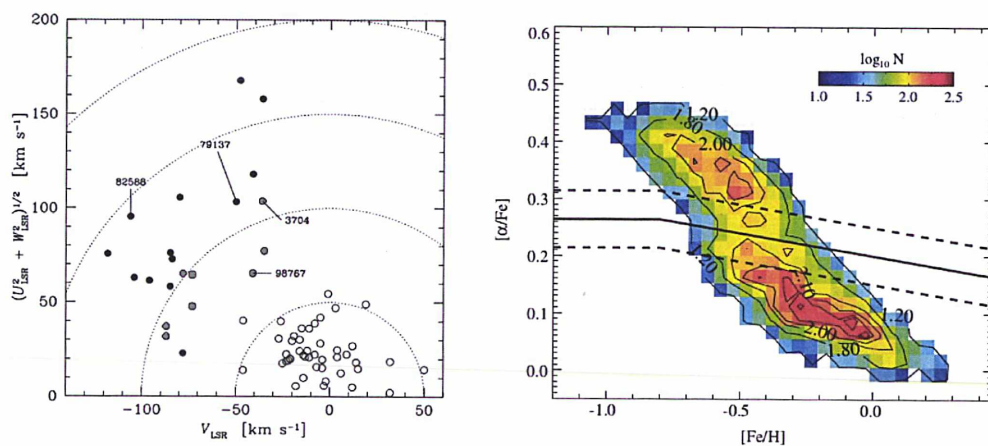


FIGURE 1.3: *Gauche* : Diagramme de Toomre des données de Bensby et al. (2003, 2004), Reddy et al. (2006). Les lignes en pointillés représentent des vitesses constantes par pas de 50 km/s tel que $V_{\text{cst}} = (U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2)^{1/2}$. Les étoiles du disque mince sont symbolisées par un cercle vide et celles du disque épais par un cercle plein (noir : probabilité >10 par rapport au disque mince, gris : probabilité entre 1 et 10). *Droite* : Densité stellaire des abondances en éléments alpha par rapport aux abondances en Fer d'environ 17000 étoiles de type G du relevé SEGUE (Lee et al. 2011).

Le deuxième critère de sélection lié à l'abondance chimique des étoiles date de l'étude de Fuhrmann (1998) qui étudie la distribution d'étoiles F et G dans le plan $[\text{Mg}/\text{H}]$ – $[\text{Fe}/\text{Mg}]$. Cette technique est très utilisée aujourd'hui. Par exemple Schönrich & Binney (2009b) établissent une relation quasi-linéaire qui permet de différencier les étoiles au niveau du disque épais en $[\text{O}/\text{Fe}]$ en se basant sur la distribution des étoiles dans un graphique $[\text{O}/\text{Fe}]$ vs $[\text{Fe}/\text{H}]$ d'un échantillon d'étoiles du GCS (Geneva–Copenhagen Survey). Lee et al. (2011) ont basé leur étude de spectres de milliers d'étoiles de SEGUE de la même manière. Les étoiles au-dessus de la ligne en pointillé la plus haute (Fig. 1.3 à droite) correspondent à des étoiles du disque épais, celles en-dessous de la ligne en pointillé la plus basse, au disque mince et entre les deux sont les étoiles de chaque population étant soit moins riches en éléments alpha que la majeure partie de la population, soit plus enrichie. Le "genou" observé sur ce type de graphique montre qu'il existe une ambiguïté dans la définition de disque mince/épais. Ce type de méthode est également utilisé par Navarro et al. (2011).

Dans ces méthodes, on note facilement que toute la difficulté réside dans le fait de savoir où couper en $[\text{Fe}/\text{H}]$, $[\alpha/\text{Fe}]$ ou vitesse pour distinguer les deux populations. Les deux populations stellaires ont l'air de se "mélanger" entre elles à des métallicités intermédiaires (~ -0.4 dex, Fig. 1.3) pour différents âges, proportions en éléments alpha,

vitesse (voir Adibekyan et al. 2011 par exemple).

En 1993, Schuster et al. avaient proposé de classifier les populations du disque galactique par l'intermédiaire du paramètre nommé "X" qui utilise à la fois la vitesse et la métallicité des étoiles. X est une combinaison linéaire entre la vitesse rotationnelle et la métallicité des étoiles. Karataş & Klement (2012) ont utilisé ce critère "X" pour étudier la cinématique d'environ 2000 étoiles du disque du relevé spectroscopique RAVE (Fig. 1.4).

La composition chimique d'une étoile paraît être plus fiable car c'est une propriété assez stable dans le temps alors que la cinématique est liée à l'histoire de l'étoile, à sa position dans la Galaxie, ce qui donne des valeurs moins sûres que l'approche chimique.

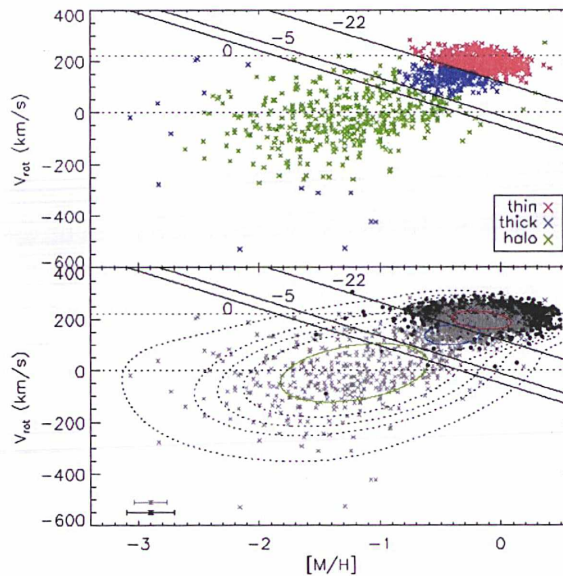


FIGURE 1.4: Illustration du paramètre X utilisé pour séparer les composantes stellaires dans le plan ($[M/H]$ - V). En haut, les données de Schuster et al. (1993), en bas celles de Karataş & Klement (2012). 0, -5, et -22 correspondent à différentes valeurs de X. En vert les étoiles du halo, en bleu celles du disque épais et en rouge celles du disque mince.

L'utilisation d'une méthode ou d'une autre pour sélectionner les étoiles du disque ne donneront a priori pas les mêmes résultats car chaque échantillon d'étoiles sera plus ou moins biaisé d'un certain nombre d'étoiles du disque mince (si on veut étudier le disque épais). Dans la table 1.1, je liste différentes estimations obtenues par différents auteurs concernant le disque épais. La métallicité moyenne de cette population est difficile à estimer et varie de -0.4 à -0.8 dex environ. De même, la proportion d'étoiles que représente le disque épais au voisinage solaire est estimée entre 5 et 18% d'étoiles par rapport au disque mince, ce qui montre l'incertitude à définir clairement cette valeur. L'échelle de hauteur est estimée entre 500 et 1000 pc. Avec l'échantillon de résultats obtenus Tab. 1.1, on peut en déduire qu'il n'existerait pas de gradient radial en métallicité dans le disque épais. En revanche, pour le gradient vertical en métallicité, un doute subsiste sur son existence, néanmoins il semble être relativement faible, même si récemment Schlesinger et al. (2011) ont proposé un gradient vertical en métallicité à -0.3 dex/kpc. Dernièrement,

Carrell et al. (2012) ont estimé avec les données SDSS-DR8 ce gradient à -0.113 ± 0.01 dex/kpc pour $1 < |Z| < 3$ kpc en déterminant les distances des étoiles par des isochrones. Avec une détermination photométrique, ils trouvent que le gradient est de -0.125 ± 0.008 dex/kpc. Dans cette même direction, ils trouvent un gradient en métallicité radial entre $+0.02$ et $+0.03$ dex/kpc.

La limite entre disque mince et disque épais est assez floue. A tel point que depuis quelques années, des étoiles ayant des propriétés appartenant au disque épais se trouvent pouvoir atteindre des métallicités solaires. Bensby et al. (2007b, a) ont étudié environ 260 étoiles naines F et G du catalogue de Nordström et al. (2004) au voisinage solaire. Ces étoiles ont une métallicité comprise entre -1.3 et $+0.4$ dex. Basée sur une sélection cinématique, ils trouvent des étoiles du disque épais atteignant des métallicités solaires et ayant un âge d'environ 9 Gyr. L'âge moyen des étoiles du disque épais à $[Fe/H] < -0.8$ est d'environ 12 Gyr. Ils en déduisent alors qu'il a fallu 3 Gyr au disque épais pour atteindre des métallicités solaires. Mais il est très probable que la sélection cinématique inclue une partie des étoiles du disque mince, ce qui pourrait étendre l'intervalle d'âge étudié et expliquer que l'on puisse rencontrer des métallicités solaires même pour un échantillon dominé par du disque épais.

Trevisan et al. (2011) ont étudié 71 étoiles riches en métaux ($[Fe/H] > 0$) obtenues grâce au spectrographe FEROS du télescope de l'ESO au Chili. Ils trouvent dans leur échantillon que des étoiles associées au disque épais (sélection cinématique) ont une quantité en éléments alpha proche de celle du soleil (0 dex) plutôt que de celle des étoiles du disque épais à $[Fe/H] < -0.4$. Ces étoiles sont vieilles mais pourtant riches en métaux. Les étoiles peuvent atteindre $+0.6$ dex et ils montrent qu'elles pourraient avoir comme origine le bulbe ou la partie interne du disque épais. Ils en déduisent que le scénario de mélange radial pourrait expliquer la présence d'étoiles vieilles riches en métaux.

Un autre point souligne que nos connaissances sur le disque épais sont toujours en pleine évolution et pas encore bien établies : son échelle de longueur. En 2011, Bensby et al. étudient les abondances de 20 géantes rouges basées sur des spectres du spectrographe MIKE (télescopes de Magellan). Ces étoiles se situent dans des régions externes du disque, c'est à dire à des distances au centre galactique entre 9 et 13 kpc et $0.5 < Z(\text{kpc}) < 2$. Ils complètent avec ces étoiles une étude basée sur des géantes rouges dans les régions internes au disque (4 à 7 kpc) ainsi qu'une étude similaire de Alves-Brito et al. (2010) au voisinage solaire. Dans leur Figure 2, ils montrent que les étoiles des régions externes du disque qui s'apparenteraient cinématiquement à celles du disque épais, ont en fait des abondances (éléments alpha : Mg, Si et Ti) qui suivent celles du disque mince au voisinage solaire. Ils proposent alors que ceci s'explique par le fait que l'échelle de longueur du disque épais serait plus courte que celle du disque mince, ce qui impliquerait qu'à une certaine distance on observe plus d'étoiles du disque mince que du disque épais. Ils estiment que l'échelle de longueur du disque épais pourrait être de 2 kpc et celle du disque mince de 3.8 kpc.

Cheng et al. (2012a) ont étudié les abondances en éléments alpha de 6000 étoiles environ de SEGUE. Ces étoiles se situent à $0.15 < Z(\text{kpc}) < 1.5$ et $6 < R(\text{kpc}) < 16$. Ils montrent que à grande distance Z perpendiculaire au plan galactique, l'ensemble des étoiles ayant une quantité d'éléments alpha élevée ne correspond pas à une composante de disque épais, car ces étoiles devraient être plus nombreuses à de telles distances. A grande distance R du centre galactique ils rencontrent un manque d'étoiles ayant une quantité en éléments

alpha élevés. Ils en concluent que ce manque d'étoiles peut être la conséquence d'une échelle de longueur du disque épais plus courte que celle du disque mince. Leur étude les mène à une échelle de longueur du disque mince de 3.4 kpc et de 1.8 kpc pour le disque épais. Ceci est en accord avec ce que trouvent Bensby et al. (2011), Bovy et al. (2012a, b).

Récemment, Bovy et al. (2012a, b) ont analysé des données spectroscopiques SEGUE et montrent que les données peuvent être décrites par une série continue de populations stellaires du disque (voir Fig. 1.5). Ils montrent ainsi que le disque peut ne pas se modéliser par deux simples exponentielles, mais que l'on peut modéliser le disque par une succession de lois exponentielles avec une combinaison échelle de longueur H_r , échelle de hauteur H_z , métallicité $[Fe/H]$, $[\alpha/Fe]$ unique. Ce résultat tient compte du fait que le disque épais pourrait avoir une échelle de longueur plus petite que celle du disque mince. Si on attribue au disque épais les étoiles à $[Fe/H] \sim -0.6$ dex, les échelles de longueur autour de cette métallicité sont bien plus petites, d'après la Figure 1.5, qu'aux métallicités avoisinant 0 dex. Cette récente étude serait un début de la remise en cause de la continuité entre disque mince et disque épais, que j'ai également évoqué au chapitre 2.

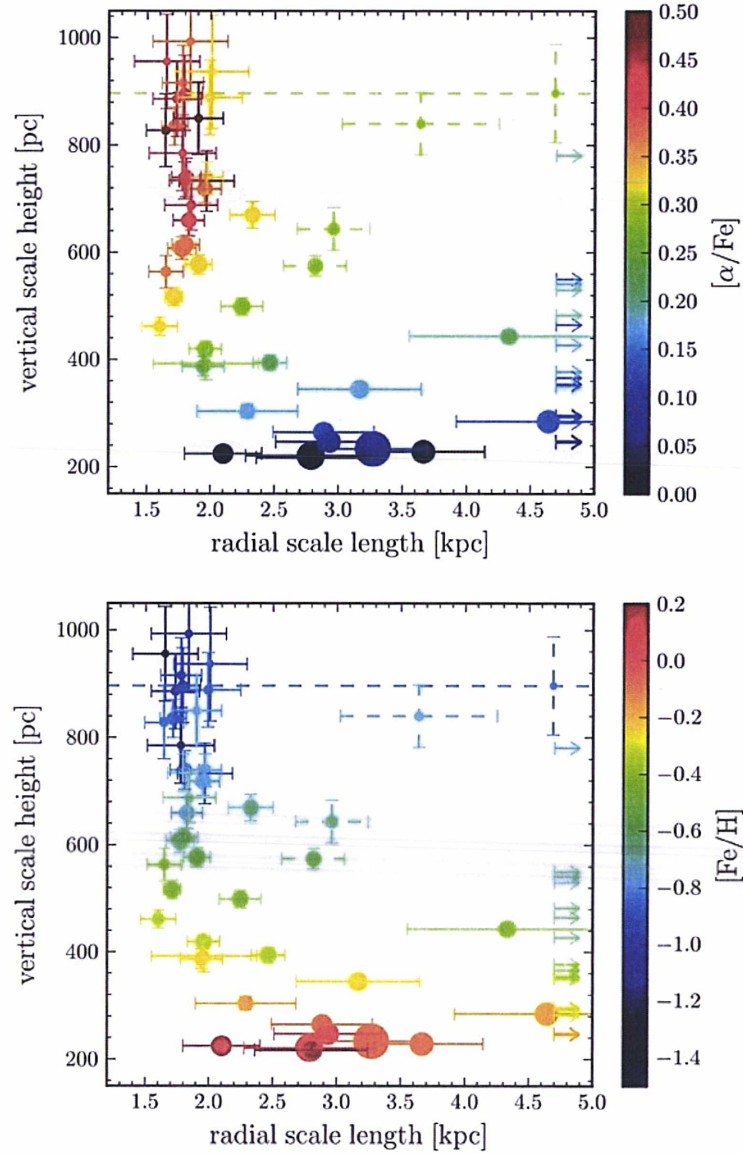


FIGURE 1.5: De Bovy et al. (2012a). **En haut** : Corrélation entre échelles de longueur et hauteur en fonction de la quantité d'éléments alpha $[\alpha/\text{Fe}]$. **En bas** : Comme à gauche mais en fonction de la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$. On remarque qu'il n'y a pas d'ensemble d'étoiles qui se regroupent en une population distincte de l'autre. Plus l'échelle de longueur est faible et plus l'échelle de hauteur augmente (disque plus épais) et plus les étoiles sont riches en éléments alpha ou pauvres en métaux.

	$\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle$	H_R (kpc)	H_Z (pc)	% local	$\frac{\partial [\text{Fe}/\text{H}]}{\partial R}$	$\frac{\partial [\text{Fe}/\text{H}]}{\partial Z}$	$\frac{\partial V_\phi}{\partial R}$	$\frac{\partial V_\phi}{\partial Z}$	$\frac{\partial V_\phi}{\partial [\text{Fe}/\text{H}]}$
Majewski 1993	-0.13		~ 1500	2.2 à 3.3				-21±1	
Ojha et al. 1996		3±1	760±50	6.1					
Buser et al. 1999	-0.63±0.4	3±1.5	910±300	5.9±3					
Chiba & Beers 2000		4.5±0.6						-30±3	
Robin et al. 2003	-0.78	2.5±0.5	800±50	6.8					
Soubiran et al. 2003	-0.48±0.05			15±7					
Nordström et al. 2004					0.028±0.036				
Cabrera-Lavers et al. 2005		3.04±0.11	1062±52	11.53±5.6					
Allende Prieto et al. 2006	-0.69±0.04		800	10		< 0.03		-16±4	
Girard et al. 2006		3.5–5	783±48					-30±3	
Ivezic et al, Juric et al., 2008	-0.6 :-0.8	3.6	900	12±1	<0.01	0.1–0.2		-29	
de Jong et al. 2010		4.1±0.4	750±70	15±4					
Carollo et al. 2010	-1 :-0.6	2.2±0.35	510±40	15±7				-36±1	
Bensby et al. 2011		2							
Casetti-Dinescu et al. 2011			700±100					-25.2±2.1	
Katz et al. 2011						-0.068±0.009			
Lee et al. 2011	-0.6						-5.6±1.1	-9.4±1.3	45.8±2.9
Ruchti et al. 2011					0.01±0.04	-0.09±0.05			
Kordopatis et al. 2011	-0.41±0.02	3.4±0.7	694±45	18		-0.14±0.05		19±8	-45±12
Chen et al. 2011						-0.225±0.07			
Schlesinger et al. 2011	-0.5					-0.3			
Karataş & Klement 2012	-0.51±0.23	1.5–2.2							
Cheng et al. 2012a, b		1.8			$\simeq 0$				

TABLE 1.1: Informations sur différentes propriétés du disque épais. Liste non exhaustive. Se référer aux articles pour avoir plus de précisions, notamment sur le type de données utilisées par exemple. La valeur positive de $\frac{\partial V_\phi}{\partial Z}$ de Kordopatis et al. (2011) est due au fait qu'ils définissent la vitesse du LSR à -220 km/s et non à 220 km/s.

1.3 Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour but d’essayer d’améliorer notre connaissance du disque épais. C’est une thématique très en vogue depuis les années 80 où une deuxième composante dans le disque galactique a fait son apparition. En 1980, Bahcall & Soneira ont développé le premier modèle “standard” de la Galaxie qui avait pour but de reproduire les comptages d’étoiles dans différentes parties du ciel en utilisant seulement un disque (qui serait assimilé au terme disque mince de la littérature d’aujourd’hui) et un halo comme populations stellaires. C’est en 1983 que Gilmore & Reid ont montré que le profil de densité des étoiles du disque semblait mieux s’ajuster si l’on considérait deux composantes nommées disque mince et disque épais. Ils montrent ainsi qu’un simple disque et un halo comme le proposent Bahcall & Soneira (1980) n’est pas suffisant pour reproduire les observations. Les termes de disque mince et disque épais (le tout forme le disque galactique) sont alors apparus. Avec les années il a été montré que les deux populations avaient des caractéristiques assez différentes comme la métallicité, la quantité d’éléments α , l’âge ou encore la vitesse de rotation des étoiles par rapport au centre galactique. La question de la formation de ces deux types de population d’étoiles s’est alors posée. Qu’en est-il des étoiles du halo ? Existe-t-il ou non un lien entre toutes ces populations stellaires ? Comment peut-on améliorer la caractérisation du disque épais ?

L’étude du disque épais de ma thèse s’est faite par le biais d’une modélisation de la Galaxie par comptage d’étoiles.

Ces modèles ont plusieurs utilités :

1. L’étude de la structure de la Galaxie :
 - Etude de la Galaxie à différentes échelles (voisinage solaire ou grandes distances)
 - Etude de la Galaxie sous différents aspects : photométrique, spectroscopique, astrométrique, chimique, cinématique.
2. L’estimation du nombre d’étoiles pour de futures missions spatiales (par exemple pour GAIA)

Au début de ma thèse j’ai effectué une analyse des données de deux champs du relevé CFHTLS (Canada – France – Hawaï Legacy Survey) que j’ai comparé au modèle de Galaxie de Besançon. Cette première approche, développée dans le chapitre 2, a permis de montrer que la distribution des étoiles du disque des observations du CFHTLS et SDSS ne correspondait pas à la modélisation du disque du modèle de Besançon telle qu’elle est faite aujourd’hui. Dans les données CFHTLS nous n’observons pas de population de disque épais totalement distincte d’un disque mince, contrairement au modèle de Besançon. Cela suggérerait que dans la construction d’un modèle de Galaxie il faut établir un lien entre disque mince et disque épais.

Durant ma thèse j’ai alors développé un nouveau modèle de synthèse de population stellaire, orienté sur la détermination des paramètres du disque épais. Le modèle que j’ai mis en place a l’avantage de simuler les étoiles de la Galaxie dans toutes les directions à la fois, c’est à dire qu’il n’y a pas eu de découpage en longitude, latitude ou distance pour positionner les étoiles. Ce modèle prend en compte l’âge, la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$, la quantité $[\alpha/\text{Fe}]$ ainsi que la masse des étoiles (isochrones de Padoue, Girardi et al. 2005, ou Dartmouth, Dotter et al. 2008). Les disques minces, épais et le halo forment la Galaxie dans mon modèle et chaque population suit des lois de densités stellaires. Plusieurs modèles

ont été établis : un modèle avec un disque continu et un modèle avec un disque discontinu. Dans le chapitre 3 nous verrons comment ces modèles ont été construits. Ensuite, le chapitre 4 expose les comparaisons établies entre un modèle continu et discontinu avec les données du Sloan Digital Sky Survey en faisant varier les échelles de longueur du disque mince et du disque épais de chaque modèle. Une analyse de ces comparaisons s'en suit. Enfin, le chapitre 5 conclut cette thèse.

EN RESUME :

Dans ce premier chapitre, j'expose les connaissances acquises jusqu'à aujourd'hui sur les étoiles du disque de la Galaxie et plus particulièrement le disque épais. Cette population d'étoiles est sujette à beaucoup de débats : pourquoi se situe-t-elle entre le disque mince et le halo? Existe-t-il un (des) lien(s) avec ces deux autres populations stellaires? Comment le disque épais se serait-il formé pour arriver là? Cette population, dite intermédiaire, est-elle le résultat d'une ou plusieurs collisions avec d'autre(s) galaxie(s)? Ses étoiles sont-elles d'origine galactique ou extragalactique? Autant de questions sont nécessaires pour mieux comprendre l'origine et l'évolution du disque de la Galaxie (et de la Voie Lactée elle-même). Pour mieux caractériser le disque épais, il est nécessaire d'obtenir des informations sur l'âge des étoiles, leur masse, leur température, magnitude apparente, etc... Ma thèse a pour but d'essayer de mieux comprendre le disque épais en utilisant des modèles de comptages d'étoiles que l'on compare à des observations. Dans le chapitre suivant, je mène une première étude comparative sur le disque galactique entre théorie (modèle de la Galaxie dit de Besançon) et observations (CFHTLS/SDSS).

Etude du disque épais avec les relevés CFHTLS/SDSS et comparaisons avec le modèle de Besançon

Une première façon d'étudier le disque épais est de comparer un modèle de la Galaxie avec des observations dans lesquelles on peut trouver des informations sur le disque épais. Le début de ma thèse a consisté à effectuer ce type de comparaison, d'une part en utilisant le modèle de la Galaxie de Besançon (décrit Section 2.2) et d'autre part en utilisant les données du CFHTLS combinés au SDSS (décrites Section 2.1). Une telle comparaison peut nous renseigner si la modélisation du disque épais tel qu'il est connu actuellement est concordante avec ce qui est vu dans les observations aujourd'hui.

2.1 Description des données : relevés du Canada – France – Hawaï – Telescope Legacy Survey (CFHTLS) et du Sloan Digital Sky Survey (SDSS)

Le CFHT Legacy Survey est un relevé d'objets mené sur 5 ans (2003 - 2008) avec la caméra optique à grand champ CFHT/Megacam dans les bandes u^* , g' , r' , i' , y , z' ¹. Celles-ci sont centrées approximativement à 3 740Å, 4 870Å, 6 250Å, 7 700Å et (non défini) (Figure 2.1).

Trois relevés ont été réalisés : le "Deep Survey" qui couvre 4 deg² dans quatre champs et qui est dédié à la sélection de supernovae, galaxies et quasars. Le "Wide Survey" (4 champs totalisant 170 deg²) et ayant pour but d'étudier la distribution de matière dans la Galaxie notamment à l'aide des amas stellaires. Le troisième relevé était le "Very Wide Survey" (410 deg²), il était dédié à l'étude du système solaire au-delà de Neptune. Le "Deep Survey" possède des champs trop petits, non valables pour l'étude du disque épais. D'autre part, la magnitude "u" nécessaire pour évaluer la métallicité des étoiles n'est pas donnée dans le "Very Wide Survey" (seulement 3 bandes sont données : g, r, i). Ainsi notre

1. Le filtre y a remplacé le filtre i en 2007. Ce filtre est proche de celui du SDSS en bande i . Dans notre étude, les filtres i' et y ont été considérés séparément.

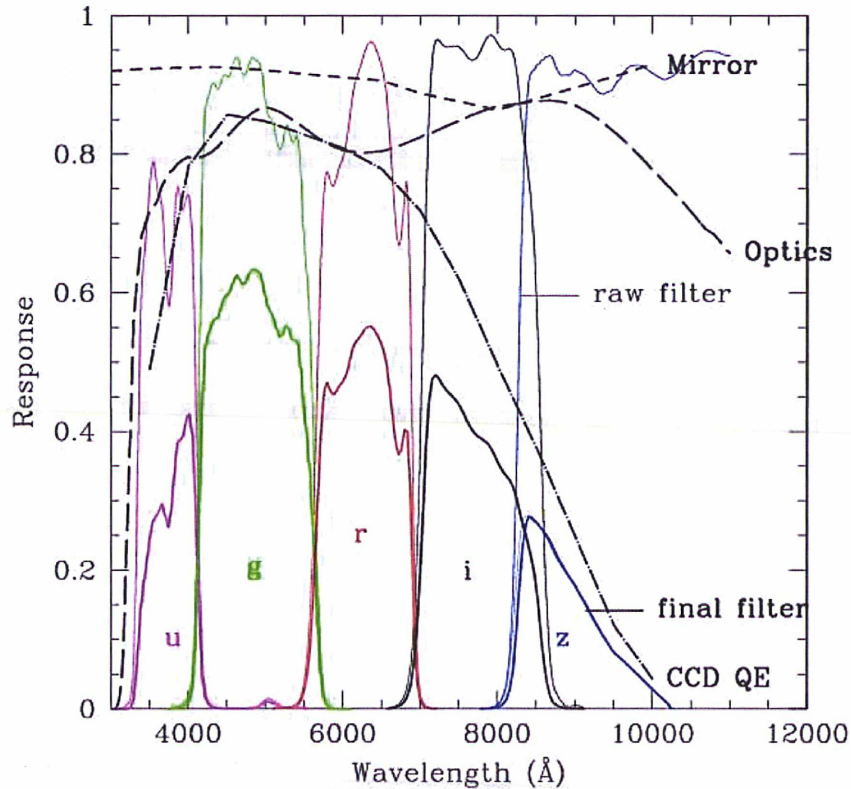


FIGURE 2.1: Filtres dans les bandes ugriz (SDSS) et $u^*g^*r^*i^*z^*$ (CFHTLS, trait plus fin à réponse plus élevée que les filtres ugriz).

analyse s'est limitée au "Wide Survey" seulement.

Parmi les 4 champs du "Wide Survey" de la "release" T0006 (Tab. 2.1) mis à disposition, W1 et W3 ont plusieurs avantages par rapport aux champs W2 et W4. Ils couvrent des surfaces angulaires plus élevées (72 et 49 deg²), ils sont à hautes latitudes (−61.24° et 58.39° respectivement) comparé à W2 et W4 (26.39° et −42.51°), augmentant ainsi le nombre d'objets disque épais/disque mince, et ils sont moins affectés par l'absorption interstellaire.

Les données SDSS sont décrites en détails dans la Section 4.1.1. Les bandes ugriz sont centrées approximativement à 3 551Å, 4 686Å, 6 165Å, 7 481Å et 8 931 Å (Figure 2.1).

Les magnitudes photométriques ont été prises dans la "release" T0006². Nous n'avons

2. <http://terapix.iap.fr/>

utilisé que les objets de types étoiles (flag=1) dans les catalogues CFHTLS. La séparation étoile/galaxie a été faite dans l'intervalle $17 < i < 21$ en utilisant le paramètre de flux-rayon. Cependant, pour les magnitudes plus faibles, la séparation étoile/galaxie devient problématique comme le montrent Schultheis et al. (2006).

Dans ces champs, le CFHTLS donne de bonnes précisions photométriques avec des erreurs sur les magnitudes en deça de celles données dans le SDSS. Nous avons cependant noté certaines limites. D'abord, la photométrie CFHTLS démarre à une magnitude plus brillante (~ 17) que le SDSS, manquant ainsi la plupart du disque épais. Ensuite, des comparaisons entre la photométrie CFHTLS et la photométrie SDSS ont montré que les écarts existants entre les deux varient de champ en champ, parfois de manière notable. La continuité de la photométrie SDSS dans les 4 champs suggère que les différences sont principalement dues à des problèmes de calibrations résiduelles dans la photométrie CFHTLS. Le croisement entre les deux relevés SDSS et CFHTLS dans les champs W1 et W3 amène à 25 200 étoiles en commun dans W1 et 90 500 dans W3. Les décalages en magnitude entre SDSS et CFHTLS ont été calculés. Dans le but d'utiliser la calibration en métallicité établie dans le SDSS par Bond et al. (2010), les magnitudes CFHTLS/Megacam doivent être converties dans les bandes *ugri* du SDSS (Eqs. 2.1,2.2). Nous avons établi ces conversions dans chaque champ, W1 et W3 séparément, pour les étoiles à $u < 22$. Ainsi 7 000 et 22 000 objets restent après cette coupure dans les champs W1 et W3 respectivement ont été utilisés pour établir les conversions. Un ajustement polynomial a été fait pour la bande *u* et linéaire pour les bandes *griz*. Les équations de transformations utilisées sont les suivantes :

$$W1 \begin{cases} u_{SDSS} = u_{CFHTLS} + 0.1284 - 0.1192(u - g)_{CFHTLS} + \\ \quad 0.2503(u - g)_{CFHTLS}^2 - 0.0539(u - g)_{CFHTLS}^3 \\ g_{SDSS} = g_{CFHTLS} + 0.0979(g - r)_{CFHTLS} + 0.0289 \\ r_{SDSS} = r_{CFHTLS} - 0.0140(r - i)_{CFHTLS} - 0.0075 \\ i_{SDSS} = i_{CFHTLS} + 0.1411(r - i)_{CFHTLS} - 0.0459 \\ z_{SDSS} = z_{CFHTLS} + 0.4150(i - z)_{CFHTLS} - 0.0561 \end{cases} \quad (2.1)$$

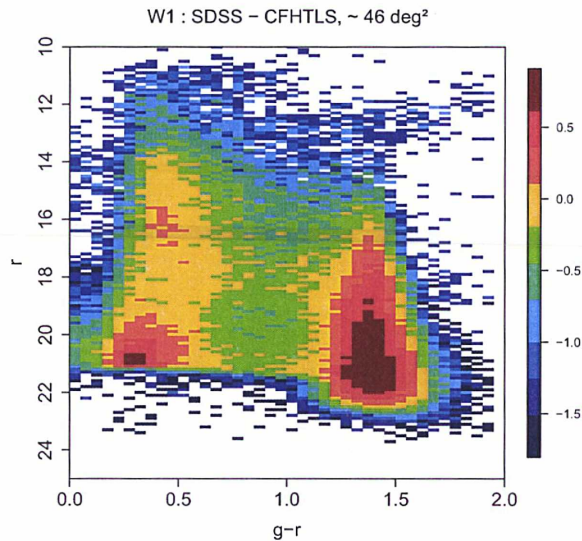
$$W3 \begin{cases} u_{SDSS} = u_{CFHTLS} + 0.0258 - 0.1450(u - g)_{CFHTLS} + \\ \quad 0.2749(u - g)_{CFHTLS}^2 - 0.0619(u - g)_{CFHTLS}^3 \\ g_{SDSS} = g_{CFHTLS} + 0.1234(g - r)_{CFHTLS} + 0.0084 \\ r_{SDSS} = r_{CFHTLS} - 0.0542(r - i)_{CFHTLS} - 0.0185 \\ i_{SDSS} = i_{CFHTLS} + 0.1082(r - i)_{CFHTLS} - 0.0076 \\ z_{SDSS} = z_{CFHTLS} + 0.4312(i - z)_{CFHTLS} - 0.0176 \end{cases} \quad (2.2)$$

Sur les surfaces communes entre SDSS et CFHTLS, nous avons ajouté au catalogue CFHTLS pour les magnitudes plus brillantes que $r=17$, les étoiles du catalogue SDSS³ de la "release" 7. Plus de détails sur le SDSS est donné Section 4.1.1. Les catalogues finaux contiennent alors $\sim 139\,000$ étoiles dans W1 (d'une surface effective de 46 deg^2 en moyenne), avec 16% d'étoiles provenant du SDSS, et $\sim 132\,000$ étoiles dans W3 (d'une surface effective de 43 deg^2 en moyenne), avec 31% du SDSS. A titre d'exemple, la Figure 2.2 montre un diagramme couleur-magnitude (dit de Hess) *r* versus *g-r* pour W1 (un graphe similaire est obtenu pour W3).

3. <http://casjobs.sdss.org/CasJobs/>

TABLE 2.1: Description des champs CFHTLS.

Field	l (°)	b (°)	RA (J2000)	DEC (J2000)	Surface (deg ²)
W1	172.47	-61.24	02 :18 :00	-07 :00 :00	72
W2	231.17	26.39	08 :57 :49	-03 :19 :00	25
W3	98.85	58.39	14 :17 :54	54 :30 :31	49
W4	63.24	-42.51	22 :31 :18	01 :19 :00	25

FIGURE 2.2: Diagramme de Hess ($g-r$, r) du champs W1 (données CFHTLS et SDSS) après avoir appliqué les corrections décrites Sec. 2.3.2.

2.2 Le modèle de Besançon : modèle de synthèse de populations stellaires de la Voie Lactée

Les simulations utilisées dans ce travail ont été celles du modèle de Besançon⁴ (Bienaymé et al. 1987, Haywood et al. 1997a, Robin et al. 2003). Dans chacune des simulations, les étoiles ont été sélectionnées telles que $ugriz < 24$ mag. Dans les champs étudiés ici, le modèle inclut un disque mince, un disque épais et un halo. Le disque épais est décrit comme une combinaison d'une fonction polynomiale (en-dessous de 400 pc environ) et d'une exponentielle avec une échelle de hauteur de 800 pc. L'âge moyen des étoiles est de 11 Gyr et la densité de masse locale ρ_0 du disque épais est de 6.8 % celle du disque mince. La métallicité moyenne de ces populations sont respectivement 0, -0.8 dex et -1.8 dex dans la version publique du modèle. Des récentes études comme celles de Soubiran et al. (2003) ou Karataş & Klement (2012) montrent que le disque épais aurait plutôt une métallicité moyenne autour de -0.5 dex, donc nous avons décalé la métallicité du disque épais du modèle à cette valeur. De même pour le halo, nous avons décalé sa valeur moyenne à -1.5 dex. Ainsi, il a fallu recalculer les nouvelles magnitudes des étoiles. Pour

4. <http://model.obs-besancon.fr/>

cela, j'ai utilisé le code de transformations $T_{\text{eff}} - \text{magnitudes SDSS}$ donné par A.Dotter (communication privée, isochrones décrites Section 3.1.3 de Dotter et al. 2008). Le code utilise la métallicité, la quantité d'éléments $[\alpha/\text{Fe}]$, la température effective T_{eff} , la gravité g , la luminosité L , afin de déterminer les magnitudes $ugriz$ du SDSS. Les paramètres d'entrées de ce code ont donc été la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ décalée comme indiqué ci-dessus, la gravité, la luminosité et en sortie j'ai récupéré les magnitudes dans le système du SDSS.

Ces magnitudes dans le système SDSS ont été entâchées par des erreurs photométriques. A partir des étoiles SDSS de mon catalogue, j'ai établi des relations polynomiales entre les erreurs sur les magnitudes et les magnitudes. Les erreurs sur les magnitudes SDSS des étoiles du modèle de Besançon ont ainsi été calculées et ont été rééchantillonnées au travers d'une gaussienne centrée en 0 et de dispersion les erreurs sur les magnitudes (méthode bootstrap).

2.3 Comparaisons entre modèle théorique et observations

Les modèles de synthèse de populations stellaires ont été développés pour reproduire la Galaxie basés sur des représentations simples des populations stellaires. La comparaison du modèle de Besançon avec le CFHTLS combiné avec un grand relevé d'étoiles tel que le SDSS ayant une grande précision photométrique devrait permettre d'apporter de nouvelles informations sur le disque épais.

2.3.1 Effet de l'extinction sur la détermination de $[\text{Fe}/\text{H}]$ et de la distance des étoiles

La calibration en métallicité décrite section 2.3.3 est une fonction sensible à la quantité de poussière sur la ligne de visée. L'extinction interstellaire représente toute la lumière qui est absorbée sur une ligne de visée entre l'observateur et l'étoile par le gaz ou les poussières. Cette absorption notée A est très importante dans le plan galactique et son effet est de plus en plus faible lorsque l'on va vers le pôle galactique. On dit qu'une étoile est rougie quand la lumière observée de l'étoile a été absorbée par le gaz ou les poussières sur la ligne de visée. La magnitude intrinsèque de l'étoile n'est donc pas celle observée. Différentes estimations de la valeur de l'extinction A_V dans les champs W1 et W3 montrent que l'estimation de ces valeurs n'est pas évidente et est peu fiable. Etant donné les hautes latitudes de ces deux champs et donc à priori de faibles extinctions, on pourrait s'attendre à ce que celle-ci ne varie pas trop d'un modèle d'extinction à un autre. Néanmoins, les valeurs de A_V dans les lignes de visée de W1 et W3 pour quatre modèles différents sont données Table 2.2 et montrent qu'il peut y avoir un facteur deux entre les estimations. La carte de Schlegel (Schlegel et al. 1998) calcule un A_V intégré sur la ligne de visée. Le modèle de Arenou et al. (1992) a été construit en utilisant les informations spectroscopiques et photométriques des étoiles dans 1 kpc environ. Le modèle de Hakkila et al. (1997) inclut dans son modèle celui de Arenou et al. (1992). Jones et al. (2011) ont créé une carte d'extinction à hautes latitudes avec des spectres de naines M du SDSS-DR7 et ont estimé A_V pour des distances jusqu'à 2 kpc du Soleil.

TABLE 2.2: Valeurs d’extinction A_V dans les champs W1 et W3 de différents modèles d’extinction.

	W1	W3
Schlegel et al. (1998)	0.087	0.038
Hakkila et al. (1997)	0.054 ± 0.176	0.083 ± 0.233
Arenou et al. (1992)	0.100 ± 0.155	0.057 ± 0.150
Jones et al. (2011)	0.113	0.12

Nous avons étudié l’effet de l’extinction interstellaire sur les métallicités et les distances en appliquant les valeurs de A_V donné Tab. 2.2. La calibration de Bond et al. (2010) a été utilisée pour calculer la métallicité et les distances. Pour les estimations les plus élevées (Jones et al. 2011), l’impact sur les métallicités sont d’au plus 0.15 dex à $g-r=0.5$ à $[Fe/H]=0$ et de 0.1 dex à $[Fe/H]=-1$ dex. Les distances sont affectées par au maximum 20% à métallicité solaire et 15% à $[Fe/H]=-1$ dex à $g-r$ vers 0.40-0.45. Etant donné ces grandes incertitudes sur l’estimation de A_V , nous n’avons pas appliqué de correction de l’extinction dans cette étude pour calculer la métallicité et les distances.

A noter que dans des champs de 49 et 72 deg² il existe une extinction différentielle qui varie suivant où l’étoile se situe dans le champ. Les valeurs d’extinction estimées Tab. 2.2 sont une moyenne pour les coordonnées centrales du champ étudié.

2.3.2 Comparaisons des diagrammes de Hess

Dans cette section, je compare les diagrammes de Hess de W1 des données et du modèle de Besançon. Des plots similaires sont observés pour W3 (ils ne sont pas affichés).

La Figure 2.3 montre des comptages d’étoiles en $g-r$ dans le champ W1 pour le modèle (noir) et pour les observations (bleu) pour différents intervalles de magnitude. Chaque population est représentée de différentes couleurs. Les nombres d’étoiles ont été normalisés à 1 deg². Le modèle est en bon accord avec les observations pour les intervalles de magnitude les plus bleues. Une surdensité dans le modèle dans les intervalles de magnitude les plus rouges (naines proches de la séquence principale à $g-r \approx 1.3$) est observée quand on va vers les magnitudes g de plus en plus faibles. Le disque épais dans le modèle est dominant à $g \approx 17$. Des comparaisons de cartes de métallicité sont discutées dans la section suivante.

Dans la Figure 2.4, les diagrammes en r versus $g-r$ et g versus $u-g$ sont représentés (magnitudes SDSS obtenues avec les isochrones de Dotter et al. 2008, comme expliqué dans la Section 2.2). Je rappelle ici que les étoiles du modèle de Besançon ont été téléchargées avec les coupures $u_{griz} < 24$, ce qui explique le manque d’étoiles à $g-r > 1$ pour $r \sim 22$. Le but ici est d’avoir une idée visuelle des trois populations principales de la Galaxie, disques mince et épais, halo. On remarque dans les deux graphiques du modèle de Besançon, et plus nettement sur le graphique en $u-g$, les trois populations d’étoiles, ce qui n’est pas aussi clairement visible dans les données. Ceci s’explique par le fait que la photométrie SDSS sature à $r \sim 14$ et donc il n’y a pas un échantillonnage suffisant à magnitude plus brillante pour sonder le disque mince. Le disque épais et le halo sont quant à eux, bien visibles dans les observations.

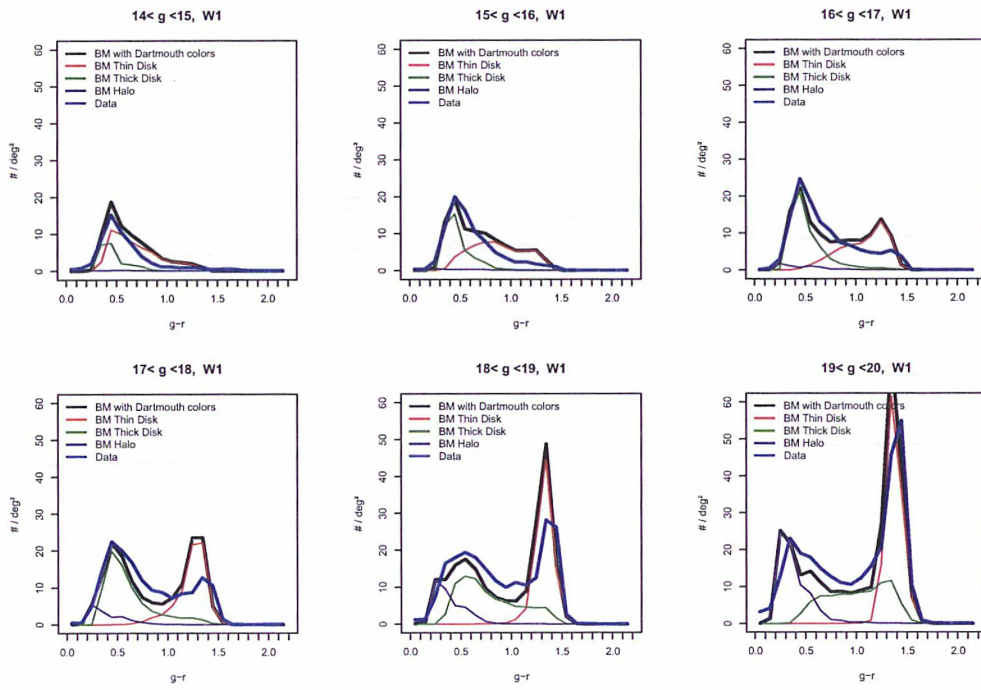


FIGURE 2.3: Histogrammes en $g-r$ du nombre d'étoiles dans le champ W1 des données (bleu) et du modèle de Besançon (noir) dont les couleurs ont été obtenues à partir des isochrones de Dartmouth (Dotter et al. 2008).

2.3.3 Cartes de densité stellaire de la métallicité [Fe/H] en fonction de la hauteur Z au-dessus du plan galactique

2.3.3.1 Déterminations de la distance et de la métallicité des étoiles

Dans cette section, nous nous sommes basés sur les études de Jurić et al. (2008) et Ivezić et al. (2008) et allons étudier des distributions $([Fe/H], Z)$. Ces auteurs ont publié des calibrations photométriques en métallicité et distance en fonction des magnitudes ugr. La calibration en métallicité a été révisée par Bond et al. (2010) et est utilisée dans ce travail :

$$[Fe/H] = A + Bx + Cy + Dxy + Ex^2 + Fy^2 + Gx^2y + Hxy^2 + Ix^3 + Jy^3 \quad (2.3)$$

où $x = (u - g)_0$, $y = (g - r)_0$ et $(A-J) = (-13.13, 14.09, 28.04, -5.51, -5.90, -58.58, 9.14, -20.61, 0.0, 58.20)$.

Cette relation a été déterminée à l'aide d'étoiles F et G du SDSS et est applicable pour : $0.2 < (g - r)_0 < 0.6$ et $-0.25 + 0.5(u - g)_0 < (g - r)_0 < 0.05 + 0.5(u - g)_0$. Les distances perpendiculaires au plan galactique Z ont été calculées en utilisant Eq (2.4). Les distances photométriques D ont été calculées par la calibration en magnitude absolue d'Ivezić et al. (2008), Eq (2.5) ici, qui dépend de g-i et de la métallicité par la correction ΔM_r (Eq 2.8) tel que $m_r - M_r = 5 \log(D) - 5$. D'après Jurić et al. (2008), les erreurs sur r-i sont plus petites que sur g-i, alors pour calculer g-i j'ai utilisé leur Eq(4) qui permet de déduire r-i à partir du g-r tel que $g-i = g-r + r-i(g-r)$ (Eq 2.8).

$$Z = D \sin(b) \quad (2.4)$$

$$M_r = M_{r0} + \Delta M_r \quad (2.5)$$

$$M_{r0} = -5.06 + 14.32 \times (g - i) - 12.97 \times (g - i)^2 + 6.127 \times (g - i)^3 - 1.267 \times (g - i)^4 + 0.0967 \times (g - i)^5 \quad (2.6)$$

$$\Delta M_r = 4.5 - 1.1 \times [Fe/H] - 0.18 \times [Fe/H]^2 \quad (2.7)$$

$$g - r = 1.39(1 - \exp(-4.9(r - i)^3 - 2.45(r - i)^2 - 1.68(r - i) - 0.05)) \quad (2.8)$$

2.3.3.2 Comparaisons entre les distributions $([Fe/H], Z)$ observées et simulées dans les champs W1 et W3

Les cartes $([Fe/H], Z)$ de W1 et W3 sont données Figure 2.5 et montrent un bon accord entre elles. La métallicité médiane des étoiles du halo (définies à $3 < Z < 12$ kpc) sont respectivement de -1.47 dex et -1.50 dex. Les étoiles du disque à $Z < 2$ kpc ont une métallicité médiane de -0.78 dex et -0.76 dex respectivement (Table 2.3) mais celle-ci décroît entre 0 et 2 kpc. La ligne continue représente le gradient en métallicité calculé par Bond et al. (2010). La morphologie générale des distributions $([Fe/H], Z)$ est similaire à celles de Bond et al. (2010). Les étoiles pauvres en métaux, identifiées comme appartenant au halo, domine les comptages à $Z > 3$ kpc sans gradient apparent en métallicité en fonction de Z. Sesar et al. (2011) ont estimé la métallicité médiane du halo dans les quatre champs du CFHTLS. Ils trouvent environ -1.5 dex pour W1 et W3. Quand nous appliquons leurs critères de sélection des étoiles du halo sur nos données, leurs Eqs 11-13 ($0.2 < (g-r)_0 < 0.3$,

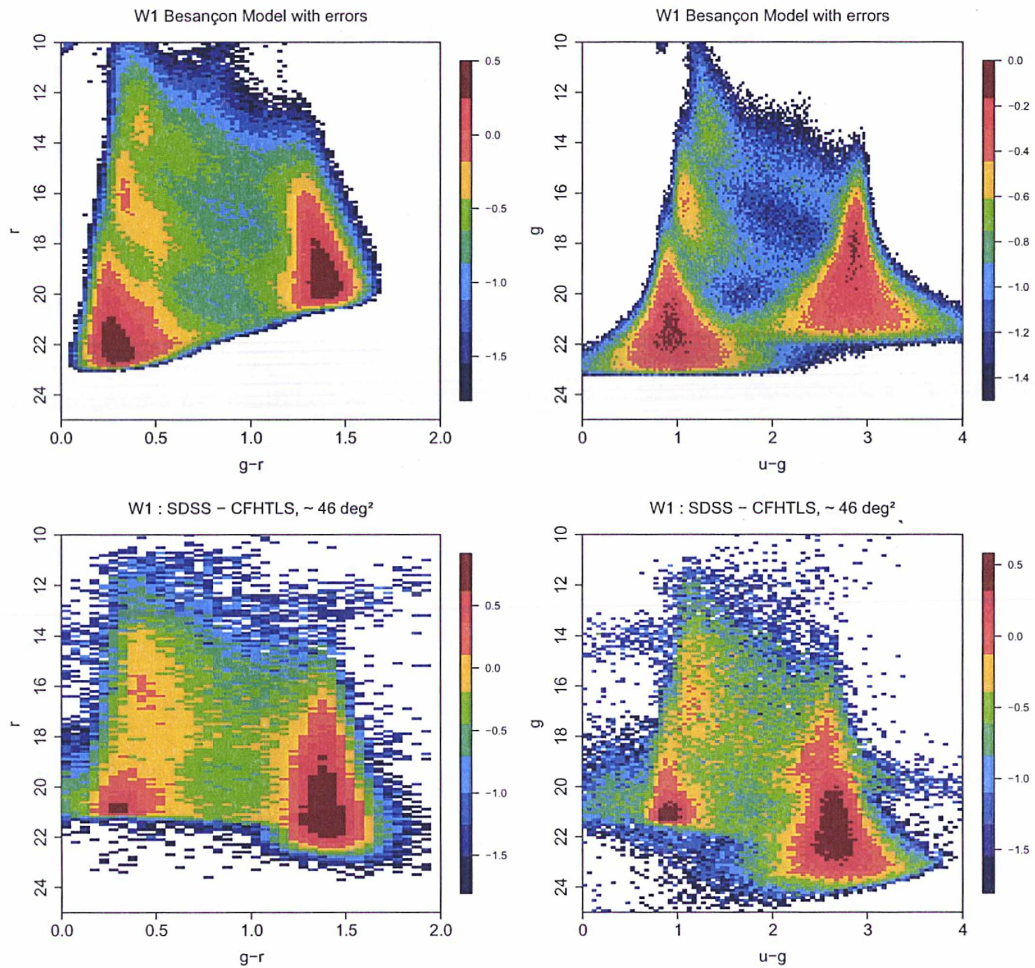


FIGURE 2.4: A gauche : Diagramme de Hess dans le champ W1 dans le plan $(g-r, r)$ en fonction du nombre d'étoiles (échelle logarithmique), normalisé au nombre d'étoiles par degré carré. Les graphiques du haut sont ceux du modèle de Besançon, ceux du bas du catalogue W1. A droite : Diagramme de Hess dans le champ W1 dans le plan $(u-g, g)$. Attention l'échelle de couleur est différente pour chaque graphique afin de bien distinguer les surdensités d'étoiles.

TABLE 2.3: Métallicité médiane et dispersion dans les champs W1 et W3 ainsi que dans les données SDSS (Bond et al. 2010) pour le disque et le halo.

	W1		W3		SDSS	
	Disque	Halo	Disque	Halo	Disque	Halo
[Fe/H]	-0.78	-1.47	-0.76	-1.50	-0.82	-1.46
σ	0.35	0.48	0.36	0.50	0.55	0.30

$g > 17$, $i > 17$, $17 < r < 22.5$, $5 < D < 35$ kpc), nous trouvons des métallicités médianes de -1.5 dex pour W1 et -1.6 dex pour W3, en très bon accord.

Sur la Figure 2.6, on compare les distributions ($[Fe/H]$, Z) observées et simulées dans les champs W1 et W3. A noter que les métallicités du modèle ne sont pas celles déterminées par la calibration photométrique mais sont celles générées par le modèle lui-même. Ces métallicités ont ensuite été bruitées par convolution avec une loi gaussienne de dispersion 0.1 dex simulant les erreurs sur les métallicités. Cette dispersion est un cas optimiste compte tenu du fait que la dispersion en métallicité sur la calibration en métallicité est d'au moins 0.2 dex. De plus, nous n'avons pas corrigé les magnitudes de l'effet de l'extinction, donc en plus d'une erreur systématique sur les magnitudes il existe une erreur aléatoire liée à l'extinction différentielle dans les champs utilisés que l'on peut estimer à environ 0.1 dex.

Le disque épais n'a pas la même allure dans les données que dans le modèle (cercle noir). Le modèle montre un ensemble proéminent d'étoiles à des distances moyennes de 2 kpc, centré sur la métallicité du disque épais du modèle et est bien identifiable comme une population distincte. A contrario, aucune composante distincte n'est visible dans les observations, on observe plutôt une séquence continue en densité d'étoiles de $Z=0$ pc à $Z=2$ kpc à métallicité décroissante. Avec la précision que l'on a en distance et métallicité, il n'est pas possible de distinguer le disque mince du disque épais comme deux populations séparées. Cependant, le disque épais n'apparaît clairement pas comme une population à métallicité unique de -0.5 dex qui domine entre $Z=1$ et 4 kpc au-dessus du plan galactique.

La Figure 2.7 montre le changement d'une distribution ($[Fe/H]$, Z) si l'on inclut un gradient vertical en métallicité de -0.068 dex/kpc (Katz et al. 2011) dans le disque épais. Le disque épais apparaît toujours comme une surdensité séparée du disque mince et du halo et ceci ne permet pas de conclure sur une éventuelle continuité/discontinuité entre les deux disques.

EN RESUME :

Dans ce deuxième chapitre, je montre que le disque observé dans les données CFHTLS/SDSS n'apparaît clairement pas découpé en deux sous-disques (type disque mince et disque épais) dans le plan métallicité $[Fe/H]$ par rapport à la distance perpendiculaire au plan galactique Z . Une telle distribution des étoiles du disque n'est pas en accord avec la modélisation actuelle du disque du modèle de Besançon. Dans le chapitre suivant, je présente la mise en place d'un nouveau modèle de synthèse de population stellaire.

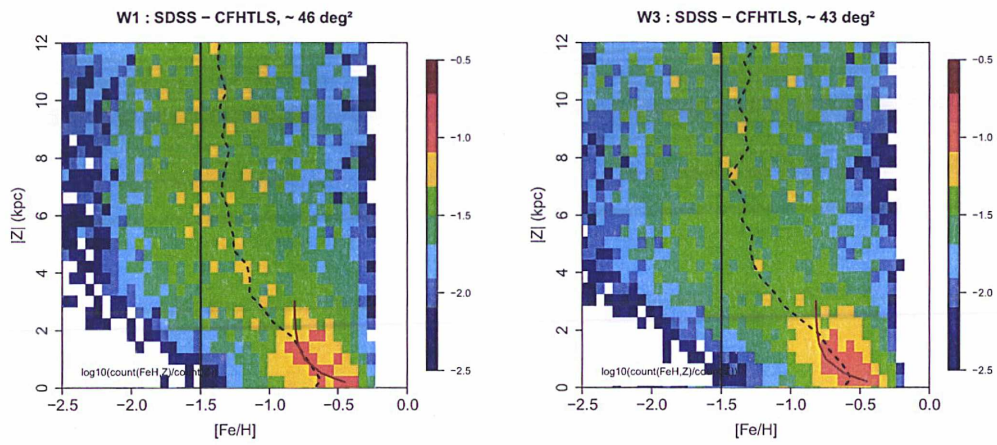


FIGURE 2.5: Distribution en métallicité par rapport à Z , la distance perpendiculaire au plan galactique dans les champs W1 et W3. La ligne en pointillé représente la métallicité médiane. La ligne continue marron représente le gradient en métallicité calculé par Bond et al. (2010).

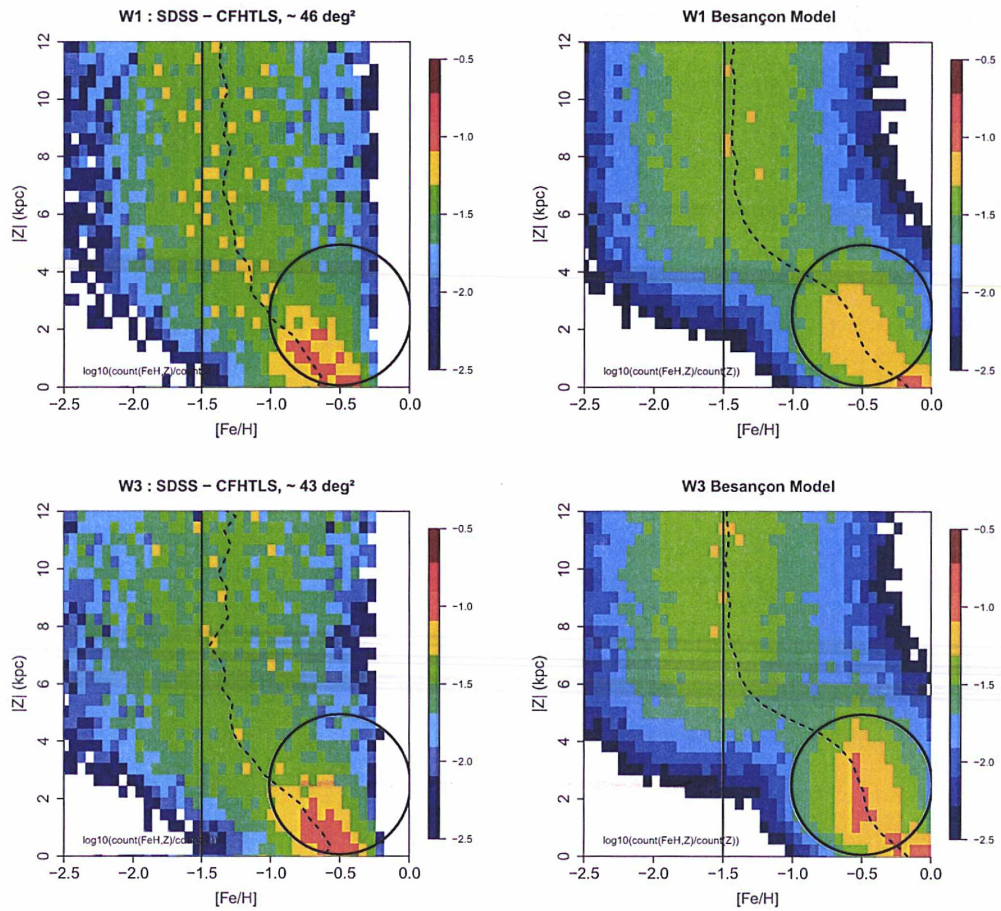


FIGURE 2.6: W1 – W3 : comparaisons entre les observations (à gauche) et le modèle de Besançon (à droite). Dans le modèle, le cercle noir représente approximativement le disque épais. Le même cercle est reproduit dans le graphique des données.

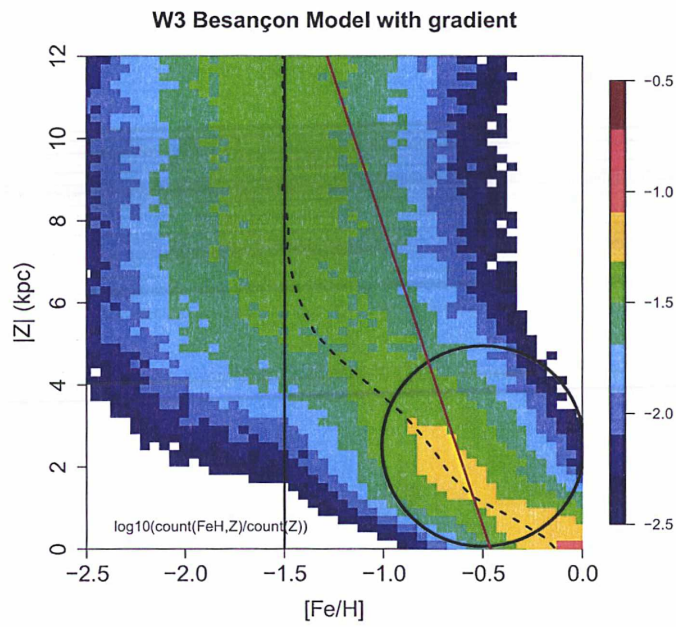


FIGURE 2.7: Distribution $([\text{Fe}/\text{H}], Z)$ simulée incluant le gradient en métallicité du disque épais de (Katz et al. 2011) estimé à -0.068 dex/kpc (montré par la ligne continue). La métallicité médiane en fonction de Z est représentée par la ligne en pointillée.

Réalisation d'un modèle de la Galaxie par synthèse de populations stellaires

Dans le chapitre 2, j'ai montré que l'étude des données CFHTLS/SDSS a révélé une éventuelle continuité des étoiles du disque qui n'est pas visible dans le disque du modèle de Besançon. Il est alors intéressant de voir quel type de modélisation du disque de la Voie Lactée serait nécessaire afin de représenter au mieux les observations (SDSS par exemple).

La modélisation de notre Galaxie développée par Bahcall & Soneira (1980) se base sur une distribution exponentielle du disque et une distribution suivant la loi de de Vaucouleurs (1959) pour le halo. Plusieurs modèles existent depuis celui-ci, ils nous renseignent de plus en plus sur la structure de la Galaxie, notamment grâce aux connaissances acquises avec les relevés d'étoiles tels que HIPPARCOS (HIGH Precision PARallax COLlecting Satellite), SDSS, 2MASS (Two Micron All Sky Survey).

Plusieurs modèles de synthèse de populations stellaires de la Galaxie ont, depuis, été réalisés (Besançon, GALFAST, etc...). Ces modèles sont nécessaires pour mieux comprendre la structure galactique à différents points de vues : la densité stellaire, l'évolution galactique, la cinématique ou encore la chimie des étoiles par exemple. Ils permettent également de tester des scénarios de formation galactique. En se basant sur des hypothèses théoriques ou empiriques, il est possible de reproduire la Galaxie afin de confronter modèle et observations. Les différences observées entre les deux vont permettre de pouvoir mieux évaluer les paramètres du modèle et ainsi d'arriver à mieux caractériser les populations stellaires de notre Voie Lactée.

Le modèle de Besançon¹ (Robin & Creze 1986, Bienaymé et al. 1987, Haywood et al. 1997a, Haywood et al. 1997b, Robin et al. 2003) est principalement composé d'un bulbe, d'un disque mince, d'un disque épais et d'un halo qui sont définis par des lois de densité différentes. Ce modèle suppose une distribution de l'extinction dans la Galaxie et permet de simuler des étoiles dans une direction donnée en déterminant leurs magnitudes, couleurs et vitesses. Pour une direction donnée assimilée à un cône, le modèle calcule la densité volumique dans chaque élément de volume par tranche de distance. Le disque mince est modélisé pour des âges entre 0 et 10 Gyr suivant une relation âge-métallicité ($-0.4 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$) et incluant un gradient radial en métallicité de -0.07 dex/kpc. Le disque

1. <http://model.obs-besancon.fr/>

épais est modélisé à un âge unique de 11 Gyr pour une métallicité moyenne à -0.78 ± 0.3 dex. Le halo est aussi défini à un âge unique de 14 Gyr à $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -1.78 \pm 0.5$ dex.

Le modèle de Juric et al., plus récent, dénommé GALFAST², permet également de générer des étoiles dans toute la Galaxie. Il n'y a pas encore de publication sur ce modèle, néanmoins une première approche est détaillée dans Jurić et al. (2008). Leur modèle génère des étoiles suivant les lois de densités définies par Jurić et al. (2008). Des lignes de visée d'aires égales sont "découpées" sur la sphère céleste avec une certaine résolution angulaire. Un découpage en module de distance (i.e. résolution en magnitude) est ensuite effectué. Dans chaque pixel, la densité volumique est calculée et la densité d'étoiles en est déduite. La métallicité des étoiles est calculée suivant Ivezić et al. (2008), section 4.2. Les mouvements propres (calculés par Bond et al. 2010) et la cinématique sont inclus dans ce modèle. Néanmoins ce modèle n'a pas l'avantage de tenir compte de l'âge des étoiles.

Le modèle TRILEGAL³ (TRIdimensional modeL of thE GALaxy, Girardi et al. 2005) propose de faire des simulations sur une ligne de visée couvrant une surface maximale de 10 deg^2 . L'utilisateur a le choix d'insérer dans sa simulation le disque mince et/ou le disque épais et/ou le halo et/ou le bulbe. Pour chaque population il est possible de choisir le type de modélisation souhaité (loi exponentielle, loi sécante, etc...) ainsi que les valeurs des paramètres (position du Soleil, densités locales, etc...). L'extinction peut également être intégrée ou non tout comme les étoiles binaires. Le type de fonction de masse initiale IMF peut être choisi parmi Salpeter (1955), Kroupa (2001), Chabrier (2003). Ce modèle est très modulable comparé aux deux précédents.

Pour étudier le disque épais, j'ai créé mon propre modèle de la Galaxie. De plus, la plupart des modèles existants modélisent la Galaxie par un ensemble de cônes centrés au Soleil et découpés en distance de sorte que la densité stellaire est calculée dans chaque portion de cônes. Ceci implique que plus la distance au Soleil augmente, plus la densité calculée au centre dans la portion de volume va être imprécise (car le volume augmente). Dans mon modèle, je génère toutes les étoiles de la Galaxie sans découpage en volume. Il inclut un disque mince, un disque épais et un halo et simule les étoiles dans toute la Galaxie. Ce modèle prend en compte l'âge, la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$, la quantité en éléments alpha $[\alpha/\text{Fe}]$ ainsi que la masse des étoiles (isochrones de Padoue, Girardi et al. 2005 ou Dartmouth Dotter et al. 2008). Chaque population suit des lois de densités stellaires différentes.

En créant mon modèle, je souhaite pouvoir effectuer différentes comparaisons avec les données grand champs du SDSS en modifiant un ou plusieurs paramètres. La variation de l'échelle de longueur du disque mince et du disque épais sera principalement étudiée.

Je décris ainsi dans ce chapitre la construction d'un modèle de synthèse de populations stellaires de la Galaxie, de son fonctionnement global jusqu'à la façon de modéliser chaque population d'étoiles.

2. <http://mwscience.net/trac/wiki/galfast>

3. <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/trilegal>

3.1 Structure du modèle

Le modèle est décrit par trois populations stellaires : le disque mince, le disque épais et le halo. Ces populations possèdent des propriétés différentes. Dans cette section, je montre comment sont modélisées ces populations.

3.1.1 Modélisation des étoiles : âge, masse et métallicité [Fe/H]

Les trois principales caractéristiques pour générer une étoile sont son âge, sa masse et sa métallicité [Fe/H].

1. *Le taux de formation stellaire (SFR)*

Le taux de formation d'étoiles ou SFR (Star Formation Rate) représente la masse du milieu interstellaire effondré sous forme d'étoiles dans l'intervalle de temps $[t, t + dt]$. Dans un premier temps, nous avons utilisé un SFR constant pour les différentes populations. Par la suite nous avons opté pour définir chaque population stellaire par une certaine fraction d'étoiles.

2. *La fonction de masse initiale (IMF)*

La fonction de masse initiale (ou IMF pour Initial Mass Function) est le nombre d'étoiles formées par unité de masse. Elle représente la distribution de masse des étoiles qui se forment. En 1955, Salpeter (1955) a proposé une loi de puissance permettant de calculer l'IMF :

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-\alpha} \quad (3.1)$$

avec une pente $\alpha = 2.35$ et des masses comprises entre 0.39 et $10 M_{\odot}$.

Miller & Scalo (1979) ont étendu cette loi pour des plus petites masses. Plus récemment, Kroupa (2001) a défini une IMF à trois pentes ($\alpha=0.3$ pour $m < 0.08$, $\alpha=1.3$ pour $0.08 < m < 0.5$, $\alpha=2.3$ pour $m > 0.5$). Massey et al. (1995) ont trouvé une pente $\alpha \sim 2.2$ pour $m > 7 M_{\odot}$ lors d'une étude sur les étoiles massives d'amas et d'associations OB. Ceci est en accord avec les valeurs trouvées par Salpeter (1955) et Kroupa (2001). Chabrier (2003) montre que pour des masses $m < 1 M_{\odot}$ l'IMF est bien décrite par une loi en $\log(m)$.

Dans notre modèle, nous avons choisi d'utiliser la fonction de Kroupa (2001), à deux pentes seulement, car dans les isochrones de Padoue (resp. Dartmouth) la masse minimale est $0.15 M_{\odot}$ (resp. $0.1 M_{\odot}$) donc il n'est pas utile d'utiliser la première pente qu'il propose :

$$\begin{cases} \phi(m) \propto m^{-1.3} & m < 0.5 M_{\odot} \\ \phi(m) \propto m^{-2.3} & m > 0.5 M_{\odot} \end{cases} \quad (3.2)$$

3. *La métallicité [Fe/H]*

Dans le modèle, les métallicités sont générées à partir d'une loi gaussienne caractérisée par sa valeur moyenne et son écart-type. Approximativement, la métallicité moyenne du disque mince varie en fonction de l'âge des étoiles entre -0.4 et 0.2 dex,

celle du disque épais est d'environ -0.5 dex et celle du halo -1.5 dex. L'écart-type moyen des étoiles du disque est de $0.1-0.2$ dex et celui du halo, 0.3 dex.

3.1.2 Modélisation des étoiles : Lois de densité stellaire

3.1.2.1 Le disque galactique

La densité d'étoiles du disque mince et du disque épais est souvent décrite par deux exponentielles. La fonction de répartition de cette densité d'étoiles en coordonnées cylindriques (R, φ, Z) est telle que :

$$F(R, \varphi, Z) = \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^Z \rho_i(R, \varphi, Z) R dR d\varphi dZ = e^{\left(\frac{-R}{L_i}\right)} e^{\left(\frac{-Z}{H_i}\right)} R dR d\varphi dZ \quad (3.3)$$

où i caractérise chacune des populations du disque. R est la distance au centre galactique d'une étoile dans le plan, φ est l'azimut, Z est la distance perpendiculaire au plan galactique (Figure 3.1), L représente l'échelle de longueur de la population concernée et H l'échelle de hauteur.

En effet la transformation des coordonnées cartésiennes à cylindriques fait intervenir le Jacobien de sorte que $f(X, Y, Z) = \left| \frac{\partial f}{\partial (R, \varphi, Z)} \right| F(R, \varphi, Z) = R e^{\frac{-R}{L}} e^{\frac{-Z}{H}}$, $F(R, \varphi, Z) = f(R \cos \varphi, R \sin \varphi, Z)$.

Le disque mince n'est pas une population isotherme, c'est à dire que la dispersion de vitesse verticale des étoiles varie avec l'âge des étoiles (Gomez et al. 1997). Il faut alors découpler le disque mince en plusieurs sous-populations isothermes. Dans le modèle, différents paliers d'âges sont utilisés pour lesquels une métallicité moyenne est définie, ainsi qu'une échelle de hauteur. Cette dernière dépend de l'âge de l'étoile. Basu & Rana (1992) ont établi une relation entre l'échelle de hauteur et l'âge de l'étoile, Fig. 3.2 (trait plein) :

$$H_z(\text{age}) = z_0 \left(1 + \frac{\text{age}(\text{Gyr})}{t_0} \right)^\alpha \quad (3.4)$$

où z_0 , t_0 et α sont des constantes.

D'après l'équation Eq.3.3, on peut considérer que la densité stellaire suivant R est découplée de la densité stellaire suivant Z , c'est à dire $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$ et $\rho_i(Z) \propto \exp\left(\frac{-Z}{H_i}\right) dZ$.

Les positions R , Z des étoiles simulées suivent ces lois de densité et elles ont été déterminées suivant une méthode d'inversion décrite ci-dessous pour chaque variable.

Loi de densité stellaire $\rho_i(Z)$, verticale au plan galactique :

La fonction de répartition associée à $\rho_i(Z)$ est $F(Z) = \int_0^Z \frac{1}{H_i} e^{\left(\frac{-Z}{H_i}\right)} dZ = u$. Si u désigne une variable aléatoire réelle uniforme sur $[0, 1]$, alors la fonction de répartition d'une variable X est $F(X) = u$.

Ainsi $Z = F^{-1}(u)$, par conséquent si l'on tire u suivant une loi uniforme alors :

$$Z_{\text{disque } i} = -H_i \ln(1 - u) \quad (3.5)$$

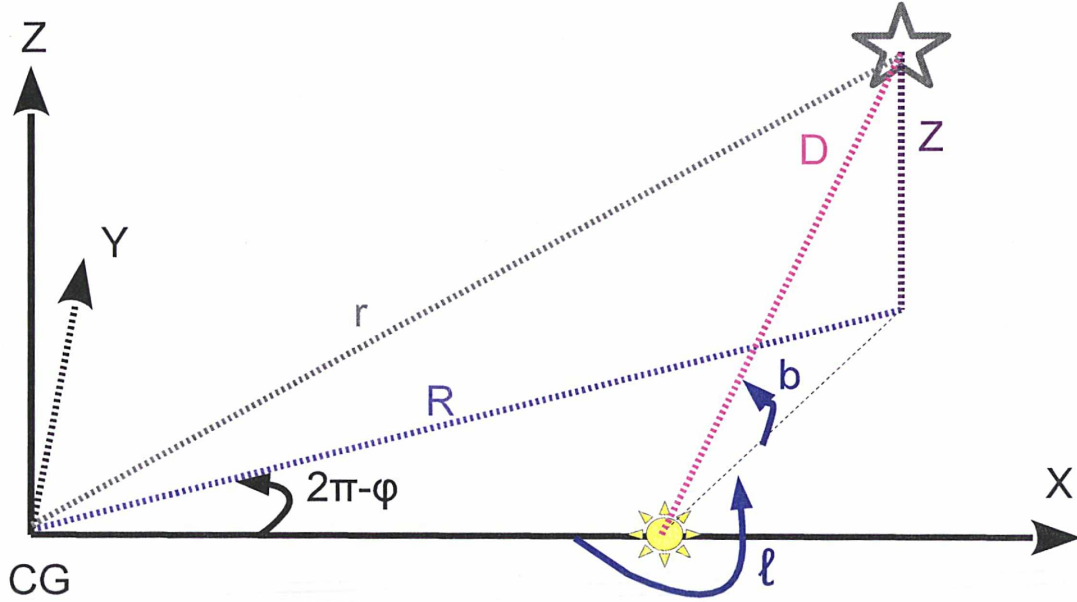


FIGURE 3.1: Position d'une étoile dans le plan cartésien XYZ, d'origine le Centre Galactique (CG).

suivra une loi exponentielle de l'échelle de hauteur voulue.

Loi de densité stellaire radiale $\rho_i(R)$:

La fonction de répartition associée à $\rho_i(R)$ est $F(R) = \int_0^R \frac{R}{L_i^2} e^{\left(\frac{-R}{L_i}\right)} dR = u$.

Cette fonction est une loi Γ : on dit qu'une variable aléatoire continue X suit une loi Γ de paramètres $\alpha, \beta \in \mathfrak{R}_+$ si elle admet pour densité de probabilité la fonction :

$$\Gamma_X(t) = \begin{cases} \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} t^{\alpha-1} e^{-\beta t} & 0 < t, \\ 0 & t \leq 0 \end{cases} \quad (3.6)$$

Dans notre cas on a $\alpha=2, \beta=1/L, t=R$. La résolution de cette équation se trouve dans les Numerical Recipes de Fortran 77 (W.H.Press et al. 1992).

Ainsi pour simuler une distance R, on procèdera de la façon suivante :

$$R_{disque i} = -L_i \ln(u_1 u_2) \quad (3.7)$$

où u_1 et u_2 sont deux variables qui suivent une loi uniforme entre 0 et 1.

La preuve de cette équation (ainsi que l'explication de l'utilisation de l'équation $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$) est donnée dans l'Annexe A.

Loi de Basu & Rana (1992)

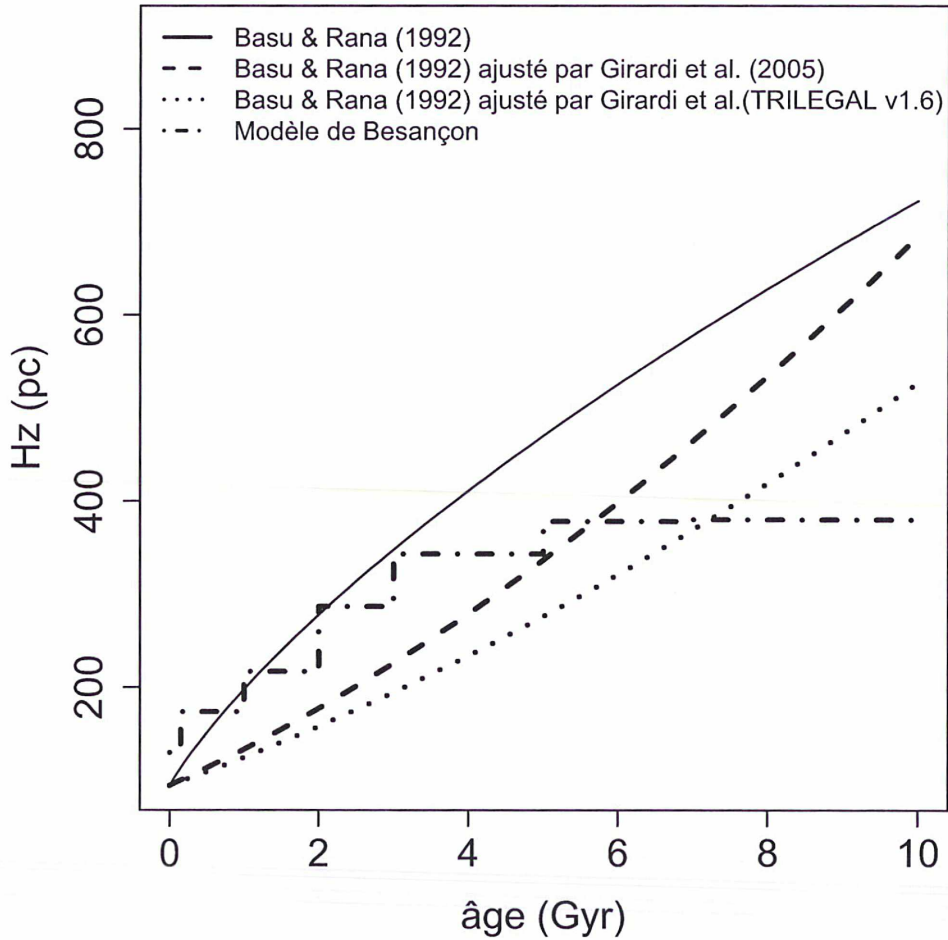


FIGURE 3.2: Variation de l'échelle de hauteur en fonction de l'âge d'une étoile du disque mince. En trait plein est représentée la loi de Basu & Rana (1992), en tiret cette même loi mais ajustée par Girardi et al. (2005) pour s'ajuster au travail de Ng et al. (1997). En pointillé, toujours la loi de Basu & Rana mais avec les valeurs utilisées dans le modèle TRILEGAL v1.6.

Autres paramètres de positions dans le disque galactique :

L'azimuth $\varphi \in [0 : 2\pi]$ est également calculé dans le modèle (Fig 3.1) et il suit une loi uniforme. Il correspond à l'angle dans le plan galactique de la direction X à l'étoile. X est dirigée en direction du Soleil ($R_{\odot} = 8$ kpc) et suivant la longitude $l=180^{\circ}$, Y est dans la direction $l=270^{\circ}$.

On note d la distance de l'étoile au Soleil dans le plan de la Galaxie. De cette distance sont déduites la latitude b de l'étoile ainsi que sa distance D depuis le Soleil.

$$d = \sqrt{R_{\odot}^2 + R^2 - 2RR_{\odot}\cos(\varphi)} \quad (3.8)$$

$$b = \arctan\left(\frac{Z}{d}\right) \quad (3.9)$$

$$D = \frac{Z}{\sin(b)} \quad (3.10)$$

Suivant la position de l'étoile, la longitude l de l'étoile est calculée à $k\pi$ près telle que :

$$l = k\pi \pm \arcsin\left(\frac{R}{d} \sin\varphi\right) \quad (3.11)$$

3.1.2.2 Le halo galactique

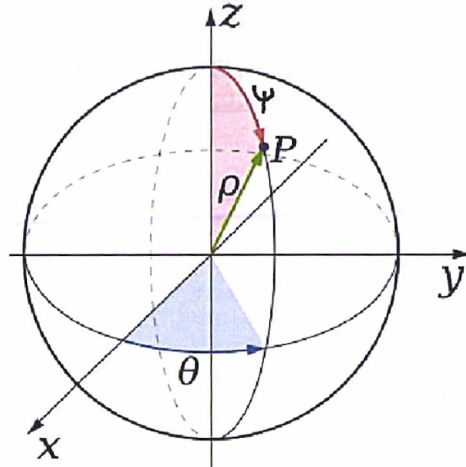


FIGURE 3.3: Position des étoiles du halo dans le plan cartésien XYZ en coordonnées sphériques. Ici $\rho=r$ du texte ci-dessous.

Le halo de la Galaxie est généralement représenté comme étant sphérique (Kinman et al. 1994) avec une densité stellaire en loi de puissance $\rho(r) \propto r^{-n}$, n pouvant s'étendre de 2 à 3.5 (Revue de Helmi 2008) et r étant la distance au centre de la Galaxie (Fig 3.3). Cependant, Newberg & Yanny (2006) montrent que le halo peut également s'ajuster en utilisant un profil de densité du type :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{r^\alpha (r + R_c)^\delta} \quad (3.12)$$

où $r = \sqrt{(X/n)^2 + (Y/p)^2 + (Z/q)^2}$ et R_c est le rayon de coupure supposé du halo. Le modèle de Hernquist est utilisé ici, ce qui correspond à $\alpha=1$, $\delta=3$. n , p et q représentent l'appâtissement du halo dans les directions X, Y et Z respectivement. Bell et al. (2008) ont étudié les structures du halo de la Voie Lactée à l'aide d'un échantillon d'environ

4 millions d'étoiles du SDSS-DR5. Ils montrent qu'un modèle de halo stellaire triaxial s'ajuste moins bien aux observations qu'un modèle "oblate". Ils trouvent qu'en général $0.5 < q/n < 0.8$ donne un bon ajustement, sans nécessité du paramètre p . Par conséquent j'ai fixé $n=p=1$. Les autres constantes sont prises dans la Table 1 de Newberg & Yanny (2006) : $q=0.6$, $R_c=14$ kpc, $\rho_0=2.093 \times 10^8$ kpc⁴. Ce modèle a l'avantage de ne pas diverger en zéro et à l'infini, contrairement aux modèles de loi de puissance par exemple.

En coordonnées sphériques $f(X,Y,Z) = \left| \frac{\partial f}{\partial(r,\theta,\psi)} \right| F(r, \theta, \psi) = r^2 \sin\psi F(r, \theta, \psi)$ avec $F(r, \theta, \psi) = f(r \cos\theta \sin\psi, r \sin\theta \sin\psi, qr \cos\psi)$.

La fonction de répartition associée à r est $\int_0^r \frac{\rho_0}{r(r+R_c)^3} r^2 dr = u$ (u suit une loi uniforme). Par un changement de variable $s = \frac{r}{R_c}$ on peut résoudre l'intégrale et en déduire r :

$$\int_0^s cte \frac{s}{(1+s)^3} ds = u \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{2} - \frac{2s+1}{2(s+1)^2} = u \quad (3.14)$$

$$r = R_c \frac{\sqrt{u}}{1 - \sqrt{u}} \quad (3.15)$$

Pour calculer $Z = Z/q = r \cos\psi$ il nous faut calculer l'angle ψ de la Figure 3.3. $\int_0^\psi \sin\psi d\psi = u$ peut s'inverser pour nous amener à

$$\psi = \arccos(1 - u) \quad (3.16)$$

$$(3.17)$$

où u est un nombre aléatoire qui suit une loi uniforme entre 0 et 1. L'angle $\theta \in [0 : 2\pi]$ suit une loi uniforme également. Une fois ces angles calculés je pourrais alors calculer les coordonnées suivantes :

$$R = r \sin\psi \quad (3.18)$$

$$Z = qr \cos\psi \quad (3.19)$$

Les équations 3.8 et 3.10 sont également valables pour le halo.

3.1.3 Choix des isochrones : position des étoiles dans le diagramme HR

La détermination des couleurs et magnitudes des étoiles simulées se fait généralement par le biais de modèles d'évolutions stellaires qui prédisent les luminosités et les températures effectives d'étoiles en fonction du temps et des éléments chimiques (métallicité, éléments $[\alpha/Fe]$, abondance en hélium). Les modèles d'atmosphère des étoiles sont ensuite utilisés pour transformer ces paramètres théoriques (T_{eff} , luminosité) en observables telles que les couleurs et magnitudes des étoiles, par le biais de corrections bolométriques et de relations couleur- T_{eff} . La correction bolométrique correspond à la correction à apporter à

la magnitude absolue de l'étoile pour couvrir tout le spectre électromagnétique. Lorsqu'on observe une étoile, on regarde à travers un filtre une petite partie du spectre. Si on connaît la distance de l'étoile et l'extinction due au milieu interstellaire, on peut calculer la magnitude absolue dans le filtre observé. Pour avoir cette magnitude sur toute la luminosité de l'étoile, on applique la correction bolométrique calculée à partir de modèles.

Plusieurs modèles d'atmosphère existent à ce jour, par exemple MARCS (Bell et al. 1994, Gustafsson et al. 2008), ATLAS9 (Kurucz 1992, Bessell et al. 1998, Castelli & Kurucz 2003) ou encore PHOENIX (Hauschildt et al. 1999a, b).

Les modèles d'évolution stellaires qui rendent compte des propriétés des étoiles en fonction de l'âge et la métallicité à masse fixée, permettent d'établir ce que l'on appelle des isochrones. Elles représentent les paramètres des étoiles en fonction de la masse à âge et métallicité fixes.

Nous avons choisi d'utiliser dans notre modèle les isochrones de Padoue (Girardi et al. 2005) et de Dartmouth (Dotter et al. 2008) car ces isochrones sont disponibles dans le système photométrique du SDSS u,g,r,i,z. D'autre part, un large intervalle de métallicité y était disponible ainsi que des masses initiales d'étoiles suffisamment petites ($\sim 0.1M_{\odot}$) pour bien échantillonner le diagramme HR. Plus le diagramme HR sera précis, meilleure sera la comparaison d'un diagramme HR simulé à un diagramme HR observé.

Un exemple d'isochrones pour différents âges et $[\text{Fe}/\text{H}]$ est donné Fig 3.4.

*Les isochrones de Padoue*⁴ s'étendent de la pré-séquence principale à la branche asymptotique des géantes (Girardi et al. 2005). Les masses des étoiles se répartissent de 0.15 à 75 M_{\odot} et les âges de 0.04 à 13.5 Gyr (il est possible d'aller jusqu'à 16.6 Gyr mais le site web ne permettait pas d'aller au-delà de 13.5 Gyr au moment où les données ont été téléchargées. Pour être réaliste avec l'âge de l'univers à ~ 14 Gyr, il est préférable de s'arrêter à 13.5 Gyr de toute façon.). Dans ces isochrones, c'est la métallicité Z qui est utilisée, telle que $[\text{M}/\text{H}] = \log(Z/Z_{\odot}) = [\text{Fe}/\text{H}] + [\alpha/\text{Fe}]$ avec $Z_{\odot} = 0.019$ et $0.0001 < Z < 0.003$ (équivalent à $-2.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.2$). Nous avons sélectionné un pas en métallicité Z de 0.0006 ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.02$ dex). Pour les âges t tels que $6.06 < \log(t) < 9.02$ nous avons utilisé un pas $\Delta t = 0.02$ et pour $9.05 < \log(t) < 10.10$ $\Delta t = 0.05$. Le dernier âge 13.5 Gyr ($\log(t) = 10.13$) a également été pris. Dans le bas de la séquence principale du diagramme HR, les étoiles étant très proches les unes des autres dûes à leur faible masse, il est nécessaire d'utiliser des pas plus petits en âge afin de positionner le plus précisément possible les étoiles dans le diagramme HR. Au total nous avons à disposition 144 x 50 (7200) isochrones de Padoue.

Les isochrones de Dartmouth s'étendent de la pré-séquence principale au flash d'Hélium dans le coeur des étoiles (Dotter et al. 2008). Nous avons sélectionné des isochrones à $[\alpha/\text{Fe}] = 0, 0.2, 0.4$ dex. Les étoiles les plus âgées ont une quantité d'éléments $[\alpha/\text{Fe}]$ plus élevées que les plus jeunes, par conséquent il est important d'en tenir compte (dans les isochrones proposées par Girardi et al. (2005) nous n'avions pas le choix, la quantité en éléments alpha n'est pas prise en compte). Les masses stellaires vont de 0.1 à 4 M_{\odot} , les métallicités $[\text{Fe}/\text{H}]$ de -2.5 à +0.5 dex tous les +0.5 dex et les âges de 0.25 à 15 Gyr. Des isochrones avec $[\alpha/\text{Fe}] = 0$ dex, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.2$ dex et $[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$ dex ont été téléchargées⁵. Afin d'avoir un pas plus fin en métallicité et en âge, nous avons utilisé et automatisé le

4. Les isochrones ont été téléchargées sur <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

5. <http://stellar.dartmouth.edu/models/complete.html>

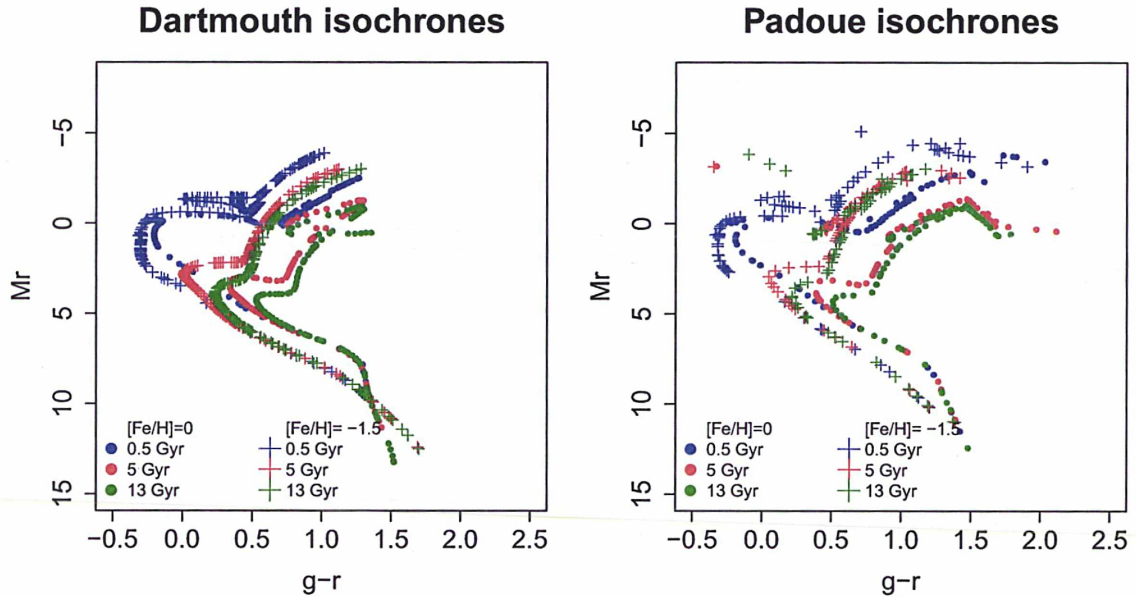


FIGURE 3.4: Diagramme couleur - magnitude absolue. Isochrones (Dartmouth à gauche, Padoue à droite) pour $[Fe/H] = 0$ (point) et -1.5 dex (croix) représentant la position des étoiles à différents âges. A masse et âge donnés, une étoile pauvre en métaux est moins brillante qu'une étoile enrichie. Plus une étoile est âgée, plus son indice de couleur est élevé.

code d'interpolation en âge et $[Fe/H]$ proposé par Dotter et al. (2008). Nous avons alors 9341 isochrones de Dartmouth. Les âges suivent un pas de 0.05 Gyr pour $0.25 < \text{âge} < 1$ Gyr, 0.25 Gyr pour $1.25 < \text{âge} < 5$ Gyr et 0.4 Gyr pour $5.4 < \text{âge} < 15$ Gyr. Nous avons choisi $\Delta[Fe/H] = 0.05$ dex. Il est à noter que pour $[\alpha/Fe] = 0.2$ dex, seules les isochrones à âge > 1 Gyr sont disponibles (cela représente 2562 isochrones). Les isochrones à $[\alpha/Fe] = 0.4$ dex existent pour des âges > 1 Gyr et $[Fe/H] < -0.5$ dex, soit 3302 isochrones. Les magnitudes du système SDSS des isochrones de Dotter et al. (2008) n'ont pas été correctement ajustées au système AB, par conséquent, les magnitudes u, g, r, i, z ont été décalées de $+0.004, +0.012, +0.01, +0.028, -0.06$ mag respectivement (Indication de A.Dotter).

La lecture de fichiers peut être coûteuse en temps de calcul lors de l'exécution du programme du modèle. Il fallait alors trouver la meilleure façon d'utiliser les fichiers d'isochrones. Si nous faisons l'interpolation en âge et métallicité à chaque étoile générée dans le code, il fallait plusieurs heures pour que le code s'exécute. Nous avons ensuite remarqué que si toutes les isochrones étaient générées en amont du code et qu'à chaque âge, masse et métallicité simulées, nous utilisons l'isochrone la plus proche de ces valeurs, nous gagnions un temps considérable. C'est pourquoi nous avons choisi de générer d'un coup tous les fichiers d'isochrones nécessaires, avec un petit pas en âge et métallicité, comme

décrit ci-dessus. La lecture en une seule fois de ces fichiers au début du programme, avec stockage des variables en mémoire, a permis de gagner beaucoup de temps de calcul. D'où l'intérêt d'utiliser un pas fin en âge et métallicité : en utilisant l'isochrone la plus proche, on peut estimer que la détermination des paramètres stellaires, par interpolation linéaire en masse le long de l'isochrone, est correcte.

Avec ces isochrones, les magnitudes apparentes peuvent être calculées grâce à la distance des étoiles. De plus, pour être réaliste et tenir compte de l'extinction sur la ligne de visée nous avons la possibilité de rougir les étoiles grâce à la carte d'extinction de Drimmel & Spergel (2001) qui tient compte de la distance des étoiles. Leur carte est mieux que celle de Schlegel et al. (1998) qui est calibrée à des distances infinies et ne tient donc pas compte de la distance de l'étoile. J'utilise alors un code Fortran développé à l'Université de Barcelone par Figueras et al. permettant de calculer l'absorption dans la bande V, A_V pour une direction (l,b) donnée. Ensuite, pour déterminer l'absorption dans les bandes du SDSS ugriz, j'utilise les coefficients de la Table 6 de Schlegel et al. (1998) donnés ici Table 3.1. Ainsi, les magnitudes apparentes rougies sont :

	A_{mag}/A_V
u	1.579
g	1.161
r	0.843
i	0.639
z	0.453

TABLE 3.1: Coefficients d'absorption de Schlegel et al. (1998) dans les bandes ugriz.

$$u_{rougie} = M_u + 5 \log_{10} D - 5 + 1.579 A_V \quad (3.20)$$

$$g_{rougie} = M_g + 5 \log_{10} D - 5 + 1.161 A_V \quad (3.21)$$

$$r_{rougie} = M_r + 5 \log_{10} D - 5 + 0.843 A_V \quad (3.22)$$

$$i_{rougie} = M_i + 5 \log_{10} D - 5 + 0.639 A_V \quad (3.23)$$

$$z_{rougie} = M_z + 5 \log_{10} D - 5 + 0.453 A_V \quad (3.24)$$

$$(3.25)$$

où M_{ugriz} sont les magnitudes absolues déterminées à partir des isochrones. D est la distance de l'étoile en parsec.

3.2 Développement du modèle

Le programme est construit de sorte que des étoiles soient générées jusqu'à atteindre la densité de masse locale. Le voisinage solaire a été défini à $D=40\text{pc}$, D étant la distance de l'étoile au Soleil.

Le schéma global du modèle est le suivant (se rapporter aussi à la Figure 3.5) :

- Lecture des isochrones suivant le choix de l'utilisateur (Padoue ou Dartmouth).

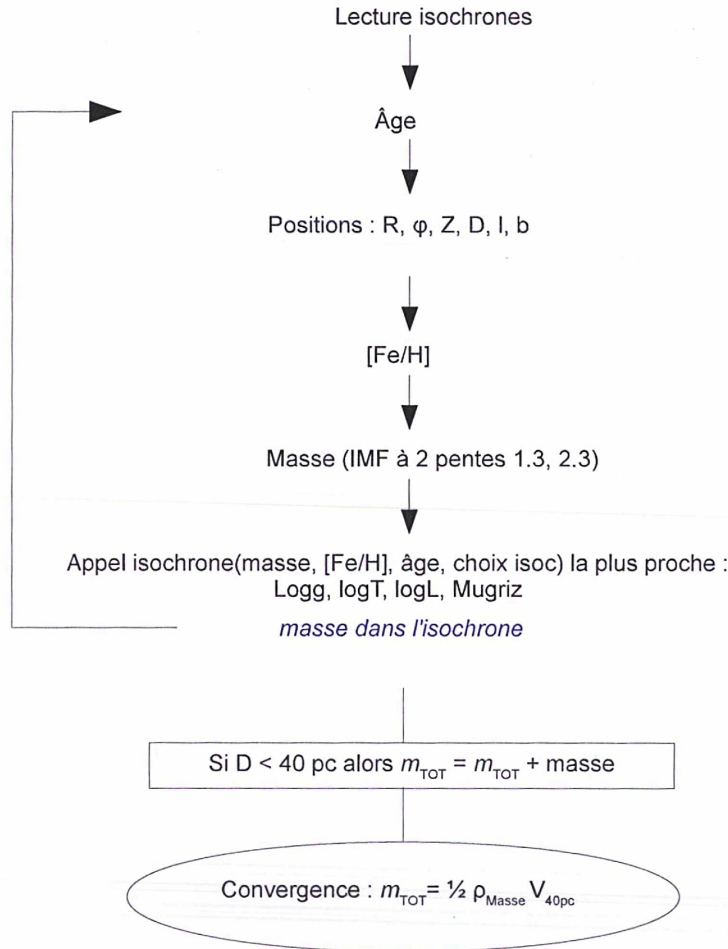


FIGURE 3.5: Schéma d'ensemble du fonctionnement du modèle de comptage d'étoiles mis en place. En bleu, les conditions nécessaires à vérifier durant le code. Si tel n'est pas le cas, l'étoile est rejetée et une nouvelle étoile est générée.

- Age d'une étoile calculé à partir du taux de formation stellaire (Section 3.1.1).
- Position de l'étoile dans l'espace déduite des lois de densité des populations stellaires (Section 3.1.2).
- Métallicité de l'étoile calculée par l'intermédiaire d'une loi gaussienne (section 3.1.1).
- Masse de l'étoile calculée selon l'IMF décrite section 3.1.1.
- L'isochrone la plus proche est ensuite appelée et renvoie les paramètres stellaires tels que le logarithme de la gravité $\log(g)$, de la température effective $\log T$, ou encore les magnitudes absolues. Si la masse de l'étoile n'est pas dans l'isochrone, l'étoile

est rejetée⁶.

- Les magnitudes apparentes u, g, r, i, z sont calculées à partir de la magnitude absolue et de la distance D .
- Les magnitudes apparentes peuvent être rougies par l'intermédiaire de la carte d'extinction de Drimmel & Spergel (2001).

3.3 Tests de validation du modèle

Afin de tester le modèle, je l'ai comparé aux simulations du modèle TRILEGAL (TRIdimensional modeL of thE GALaxy, voir Sec. 1.3) (Girardi et al. 2005) ainsi qu'au modèle de Besançon. Je montre ici des comparaisons des étoiles du disque mince et du disque épais pour valider le modèle. Les magnitudes ne tiennent pas compte de l'extinction ici. Les isochrones de Padoue ont été utilisées ici. Les éléments $[\alpha/\text{Fe}]$ ont été calculés en fonction de la quantité $[\text{Fe}/\text{H}]$ selon les formules données par Robin et al. (2012) Table 6 suivant la population stellaire étudiée.

TRILEGAL : brève description et paramètres utilisés

En résumé, ce modèle permet de simuler un catalogue d'étoiles dans une direction donnée pouvant représenter une surface jusqu'à 10 deg^2 . Les populations stellaires du disque mince, du disque épais, du halo et du bulbe sont utilisées dans le modèle et sont décrites par des densités de probabilité différentes ainsi que l'âge, le taux de formation d'étoiles et la métallicité. L'utilisateur peut choisir ou non de simuler telle ou telle population. Lorsque l'âge, la masse et la métallicité d'une étoile sont calculés, les magnitudes absolues sont calculées par interpolation entre différentes isochrones (ou trajectifs évolutifs). Elles sont ensuite converties en magnitudes apparentes par le biais des corrections bolométriques, du module de distance et corrigées de l'extinction si cela a été demandé.

Girardi et al. (2005) utilisent le contenu en métaux Z pour calculer la métallicité $[M/\text{H}]$ de leurs étoiles de sorte que $[M/\text{H}] = \log_{10}(Z/Z_{\odot}) = [\text{Fe}/\text{H}] + [\alpha/\text{Fe}]$, avec $Z_{\odot} = 0.019 \text{ dex}$.

Les simulations ont été réalisées sur la version 1.6 de TRILEGAL⁷.

Les différents paramètres d'entrée utilisés dans TRILEGAL sont les suivants :

1. Direction en coordonnées galactiques (l, b) dans un cône couvrant une surface de 10 deg^2
2. Système photométrique SDSS ugriz
3. Magnitude $g < 26$
4. IMF de Kroupa (2001) non corrigée des étoiles binaires
5. Pas d'étoiles binaires
6. Pas d'extinction

6. Le terme rejeté signifie que l'on repart au début du code c'est à dire par l'appel à une nouvelle étoile, *i.e.* un nouvel âge.

7. <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/trilegal>

7. Position du Soleil : $R_{\odot}=8000$ pc, $Z_{\odot} = 0$ pc
8. Un disque mince décrit par une loi exponentielle en Z avec un taux de formation stellaire constant. Echelle de longueur $H_R = 2913.36$ pc. Métallicités des étoiles correspondant à la Table 3 de Rocha-Pinto et al. (2000). Normalisation surfacique par défaut : $55.4082 M_{\odot}/\text{pc}^2$ ce qui correspond à une densité locale volumique d'environ $0.081 M_{\odot}/\text{pc}^3$. L'échelle de hauteur H_z dépend de l'âge (Basu & Rana 1992) avec $\alpha = 1.6666$, $t_0=5.55079$ Gyr, $z_0=94.6902$ pc.
9. Un disque épais décrit par une loi exponentielle en Z . $H_R = 2394.07$ pc , $H_z = 800$ pc, $Z=0.008$, $\sigma_{[M/H]} = 0.1$ dex (i.e $[M/H]= -0.38\pm 0.1$ dex). La normalisation locale est de $0.001 M_{\odot}/\text{pc}^3$ soit environ 1.2% de la densité locale du disque mince.
10. Pas de halo
11. Pas de bulbe

Dans le modèle de TRILEGAL, les étoiles du disque mince sont définies pour un âge inférieur à 11 Gyr environ, celles du disque épais entre 11 et 12 Gyr environ et au-delà de 12 Gyr pour les étoiles du halo. J'ai retiré pour les comparaisons, les naines blanches à $\log(g)>6$ car celles-ci ne sont pas disponibles dans les isochrones de Padoue que j'utilise.

Dans mon modèle, j'ai alors essayé de reproduire au mieux tous ces paramètres. J'ai utilisé les mêmes lois en métallicité, en échelle de hauteur en fonction de l'âge, les mêmes échelles de longueur, de hauteur, normalisation locale, etc... A noter que dans mon modèle et dans TRILEGAL, je n'ai sélectionné que les étoiles à masse $>0.2 M_{\odot}$ car les isochrones que j'utilise ne contiennent que des masses $>0.1 M_{\odot}$. Par conséquent, comme les étoiles à masse $<0.2 M_{\odot}$ dans TRILEGAL correspondent aux modèles d'évolution stellaire de Chabrier et al. (2000), autant ne sélectionner que les étoiles à masse $m > 0.2 M_{\odot}$ pour utiliser un même jeu de trajets évolutifs.

Pour un gain de temps de calcul de simulation, j'ai fait des simulations avec 10 fois moins d'étoiles qu'une simulation entière. Ce nombre d'étoiles a bien sûr été ajusté dans le modèle TRILEGAL ou par la suite, dans le modèle de Besançon, pour faire les comparaisons.

La figure 3.6 montre des comparaisons du disque mince et du disque épais entre mon modèle avec des paramètres proches de TRILEGAL et le modèle TRILEGAL lui-même. J'ai fait des tests dans trois directions différentes, centrées en $(l,b)=(0,50^\circ)$, la direction du centre galactique, en $(l,b)=(180^\circ,50^\circ)$, vers l'anti-centre et en $(l,b)=(180^\circ,90^\circ)$ au pôle. Je ne montrerai ici que les comparaisons au pôle.

On remarque sur cette figure que la distribution des étoiles du disque mince ou disque épais de mon modèle et de TRILEGAL ne semble pas correspondre. En effet, pour le disque mince, mon modèle semble générer plus d'étoiles que TRILEGAL, notamment beaucoup plus de petites masses. La distribution en métallicité utilisée dans mon modèle n'est pas identique à celle de TRILEGAL. Pourtant, nous avons utilisé la loi de Rocha-Pinto et al. (2000) indiquée dans Girardi et al. (2005). Pour le disque épais, l'écart est encore plus grand, mon modèle génère environ quatre fois plus d'étoiles que TRILEGAL.

Pour savoir si ces différences sont dues à ma façon de modéliser ou à TRILEGAL lui-même, j'ai testé mon modèle avec les paramètres du modèle de Besançon.

Modèle de Besançon : brève description et paramètres utilisés

Je compare maintenant mon modèle au modèle de Besançon⁸. Comme déjà indiqué dans d'autres sections, ce modèle permet de simuler le ciel dans un cône de révolution ou dans un cône longitude–latitude rectangle. Dans ce modèle, on peut sélectionner les populations à simuler, dans la version utilisée il existe un disque mince divisé en sept sous-populations, un disque épais, un halo et un bulbe. Différentes sélections en magnitudes, type spectral, extinction peuvent se faire également. Suivant la direction indiquée, le modèle renvoie un catalogue avec métallicité, $\log(g)$, $\log(T_{\text{eff}})$, masse, couleur, etc... Les paramètres intrinsèques sont déduits de modèles d'évolutions stellaires théoriques qui déterminent les paramètres de gravité, de température, de magnitude absolue, de masse et d'âge. Pour le disque mince du modèle de Besançon, le diagramme HR est décrit par des trajets évolutifs à métallicité solaire cités dans Haywood (1994). Pour le disque épais, les isochrones de Bergbusch & Vandenberg (1992) sont utilisées (Robin et al. 2003). Les paramètres théoriques sont convertis en observables (couleurs des étoiles) par des modèles d'atmosphères qui permettent la transformation entre la température des étoiles et les couleurs/magnitudes synthétiques dans le système photométrique voulu. Lejeune et al. (1997, 1998) ont établi une librairie de paramètres stellaires nommée BaSeL. Le système Megacam est utilisé et non le système ugriz dans le modèle de Besançon. Afin d'obtenir la photométrie dans les filtres Megacam, les librairies spectrales BaSeL 3.1 (semi-empiriques) et Nextgen ont été utilisées. BaSeL 3.1 donne des couleurs réalistes pour $T_{\text{eff}} > 4000$ K mais pas pour les températures des naines froides plus basses. C'est pourquoi les modèles NextGen (correspondant aux modèles d'atmosphères PHOENIX, se référer à la Section 3.1.3) ont été utilisés.

Les simulations du modèle de Besançon ont été faites dans les mêmes cônes d'angle solide 10 deg^2 pour les trois directions décrites dans la comparaison avec TRILEGAL. Le système photométrique CHTLS/Megacam a été adopté. De même que pour TRILEGAL, j'ai sélectionné les étoiles à masse $m > 0.2 M_{\odot}$ ainsi que $\log(g) < 6$ pour enlever les naines blanches.

J'ai ajusté mon modèle afin qu'il reproduise au mieux, cette fois-ci, les paramètres du modèle de Besançon décrit Table 3 de Robin et al. (2003) et plus en détail Tab 3.2 ici. Dans le modèle de Besançon, les échelles de hauteur s'échelonnent de 50 à 350 pc environ suivant la tranche d'âge. La loi se rapprochant du mieux que possible à ces valeurs correspond à la loi de Basu & Rana (1992) ajustée par Girardi et al. (2005) dans la version 1.5 de TRILEGAL (Figure 3.2 en pointillé).

La première ligne des âges à 0–0.15 Gyr n'est pas utilisée dans mon modèle et est donnée à titre indicatif. Dans les isochrones, je ne dispose que des âges supérieurs à 0.25 Gyr. Les lois de densité sont approximées dans mon modèle à des loi exponentielles classiques. La densité de masse locale utilisée est celle de Jahreiß & Wielen (1997) : $0.039 M_{\odot}/\text{pc}^3$. La normalisation locale du disque épais est fixée à 6.8% celle du disque mince, comme indiqué dans Robin et al. (2003).

Le résultat des comparaisons de mon modèle avec celui du modèle de Besançon se trouve Figure 3.7. On remarque un très bon accord sur le nombre d'étoiles que ce soit

8. <http://model.obs-besancon.fr/>

	AGE (Gyr)	[Fe/H]	H _Z (pc)	H _R (kpc)	IMF
Disque mince	0.25-1	0.01±0.12	$z_0 \left(1 + \frac{age(<6\text{ Gyr})}{t_0}\right)^\alpha$ $z_0=95\text{ pc}$ $t_0=4.4\text{ Gyr}$ $\alpha=1.6666$	2.5	$dN/dm \propto m^{-\alpha}$ $\alpha_1=1.6, m < 1 M_\odot$ $\alpha_2=3.0, m > 1 M_\odot$
	1-2	0.03±0.12			
	2-3	0.03±0.10			
	3-4	0.01±0.11			
	4-5	-0.07±0.18			
	5-7	-0.14±0.17			
	7-10	-0.37±0.20			
Disque épais	10-12	-0.78±0.30	800	2.5	$dN/dm \propto m^{-0.5}$

TABLE 3.2: Paramètres du modèle de Besançon utilisés dans mon modèle pour la validation de celui-ci.

pour le disque mince ou le disque épais. On note quelques désaccord pour les diagrammes de Hess où des écarts entre les deux modèles sont visibles. Ceci s'explique par le fait que dans mon modèle, les magnitudes des étoiles simulées sont déterminées à partir des isochrones pour l'âge, la masse et la métallicité simulées. Ces isochrones sont celles de Padoue dans le système photométrique du SDSS. De plus, il faut noter que les lois de densité n'ont pas été simulées de la même manière.

De ces comparaisons, je peux dire que ma façon de modéliser est correcte car elle reproduit de manière satisfaisante le modèle de Besançon lorsque j'utilise des paramètres similaires. On peut confirmer ici que les différences avec TRILEGAL sont dues au modèle TRILEGAL lui-même et pas au mien. Ceci valide la démarche de modélisation.

EN RESUME :

Dans ce troisième chapitre, je décris le nouveau modèle de synthèse de populations stellaires mis en place. Celui-ci est construit de telle sorte à générer des étoiles sur l'ensemble de la Galaxie. Il n'y a pas de découpage dans le ciel par cônes successifs par exemple ou par éléments de volume et permet ainsi d'éviter une imprécision sur la détermination de la densité stellaire. La Galaxie est représentée ici par un disque et un halo stellaires décrits respectivement par des lois exponentielles et un profil de Hernquist. Les différents paramètres caractérisant chaque population stellaire (âge, [Fe/H], masse, magnitudes, etc...) tiennent compte des différentes découvertes depuis une dizaine d'années.

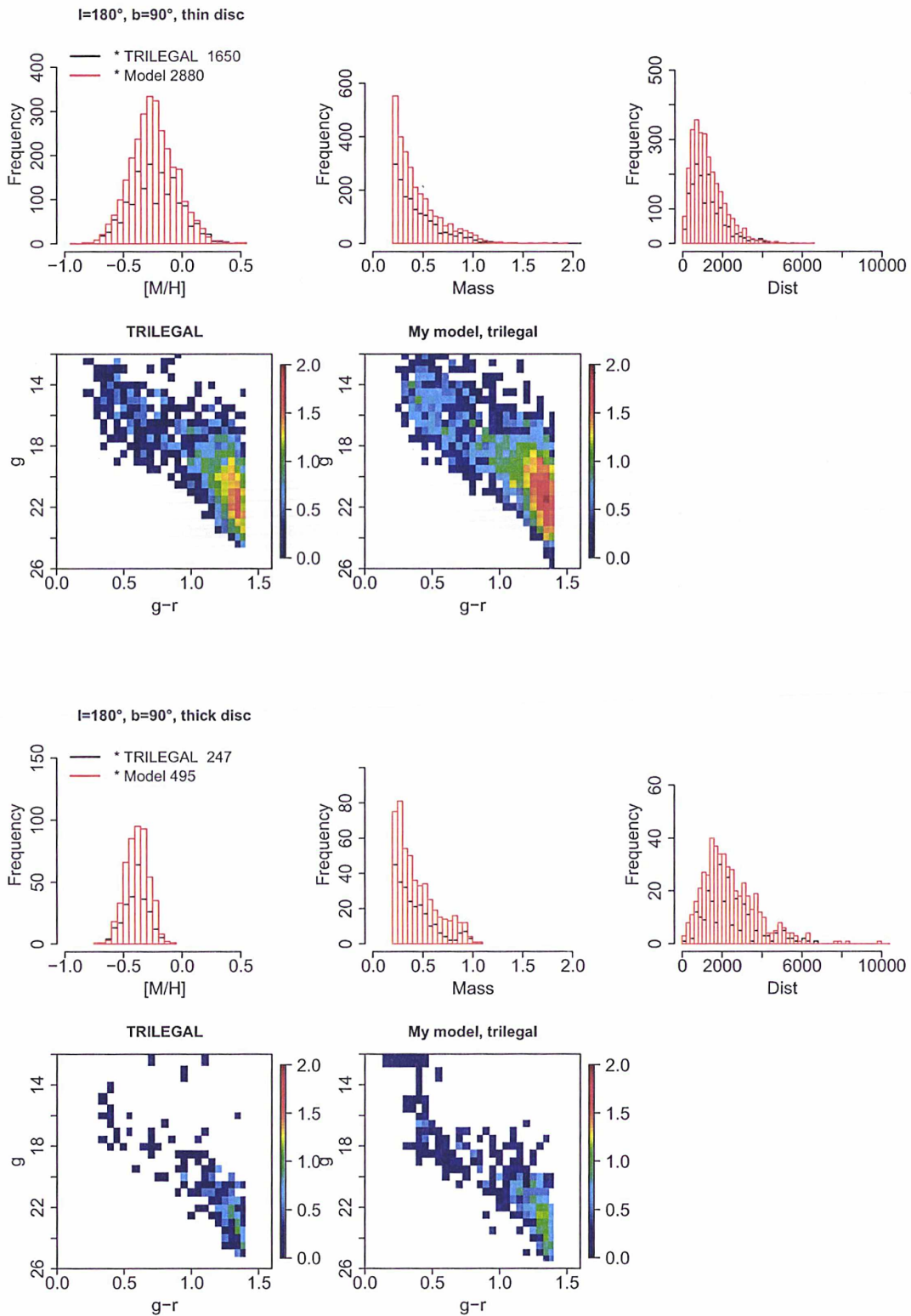


FIGURE 3.6: Comparaisons pour le disque mince et le disque épais à $(l, b) = (180^\circ, 90^\circ)$ entre TRILEGAL (noir) et mon modèle (rouge) avec des paramètres proches de ceux de TRILEGAL. Dans la légende des graphiques, le nombre d'étoiles simulé est indiqué (nombre divisé par 10, voir texte).

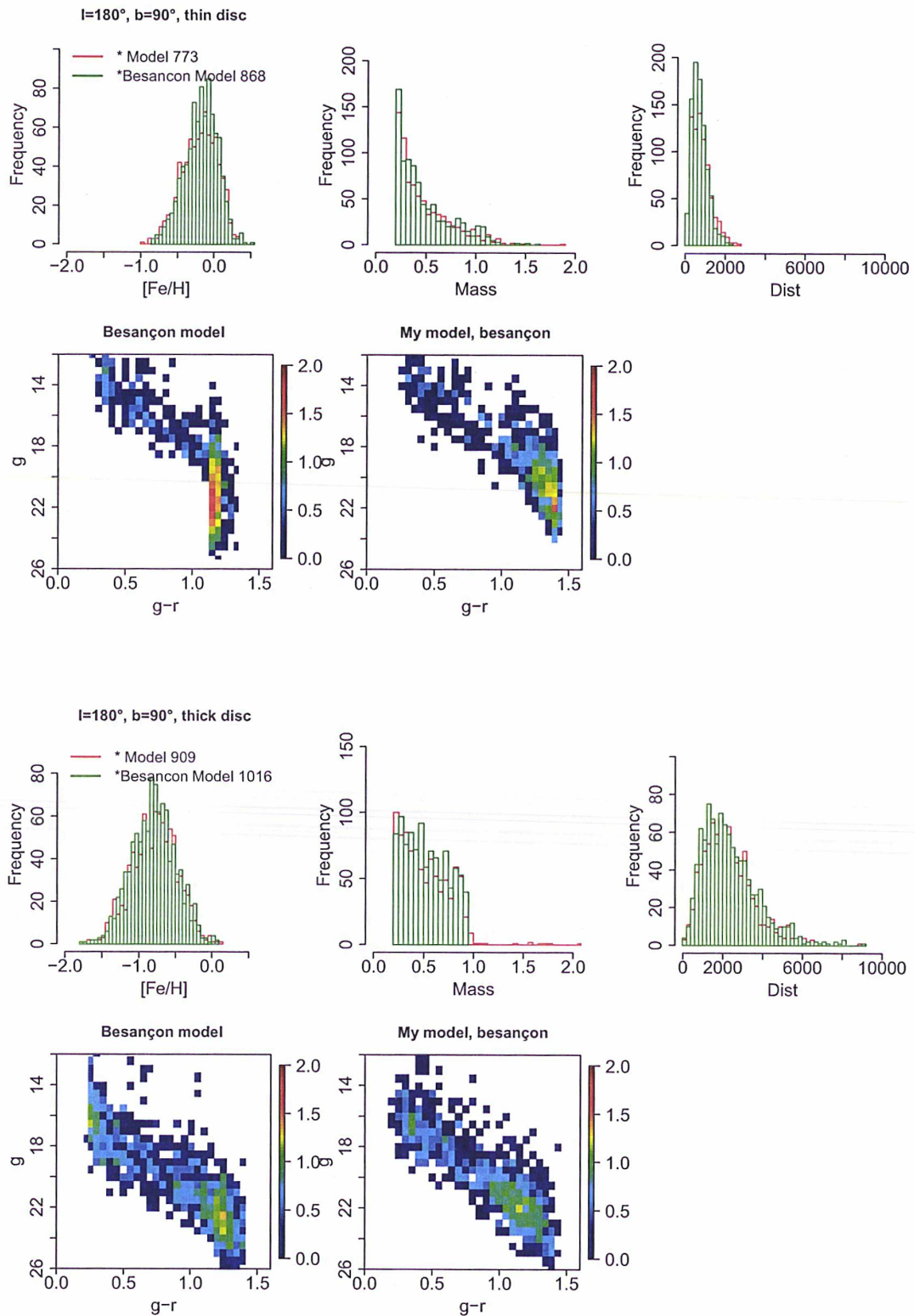


FIGURE 3.7: Comparaisons pour le disque mince et le disque épais à $(l,b) = (180^\circ, 90^\circ)$ entre mon modèle (rouge) avec des paramètres proches de ceux du modèle de Besançon et le modèle de Besançon (vert). Dans la légende des graphiques, le nombre d'étoiles simulé est indiqué (nombre divisé par 10, voir texte).

Comparaisons des modèles aux données grand champ SDSS

4.1 Le Sloan Digital Sky Survey (SDSS)

4.1.1 Description générale du SDSS et de la “Data Release 8”

Le Sloan Digital Sky Survey est un relevé d'étoiles effectué entre 2000 et 2008. Ce relevé s'est fait sur un télescope dédié de 2.5 m de diamètre, basé à l'Observatoire d'Apache Point au Nouveau Mexique (Etats-Unis). Ce télescope est équipé d'une caméra de 120 Mégapixel qui couvre 1.5 deg^2 du ciel en une seule pose (équivalent à huit fois la surface de la pleine Lune). De plus, des spectrographes alimentés par des fibres optiques peuvent mesurer des spectres d'environ 600 objets en une seule observation.

Différents relevés ont été menés pendant la campagne du Sloan, d'une part le *Sloan Legacy Survey* regroupant tous les spectres et images du SDSS. Sur $8\,400 \text{ deg}^2$ environ 230 millions d'objets ont été détectés. Ensuite, le relevé *SEGUE* (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration, Fig. 4.1) permet d'étudier l'histoire et la structure de notre Galaxie au travers d'images et de spectres de milliers d'étoiles dans différents champs sélectionnés. Enfin le *Sloan Supernova Survey* permet de sonder les supernova et les objets variables dans l'hémisphère Sud galactique dans une bande d'environ 300 deg^2 .

Dans cette thèse, les données du SDSS utilisées sont les dernières données disponibles, sorties en Janvier 2011 : la “Data Release” 8 (DR8) (Aihara et al. 2011). En imagerie, les observations d'environ 500 millions d'objets (étoiles et galaxies principalement) couvrent une surface de $14\,555 \text{ deg}^2$ (Fig. 4.1). Ceci représente environ un tiers de la sphère céleste. L'hémisphère Sud galactique a été sondé sur environ $5\,200 \text{ deg}^2$. Les bandes ugriz sont centrées approximativement à 3 551, 4 686, 6 165, 7 481 et 8 931 Å. Les magnitudes limites de complétude dans chaque bande sont respectivement 22, 22.2, 22.2, 21.3, 20.5. En spectroscopie, la surface couverte est de $9\,274 \text{ deg}^2$ totalisant environ 1.6 millions de spectres. 2 880 plaques d'observations ont été utilisées dont chacune est composée de 640 fibres.

Les principales différences avec les données précédentes de la DR7 sont une amélioration de l'algorithme de soustraction du ciel pour la calibration et la réduction des images ainsi qu'un nouveau pipeline pour la détermination des paramètres stellaires. Ces améliorations

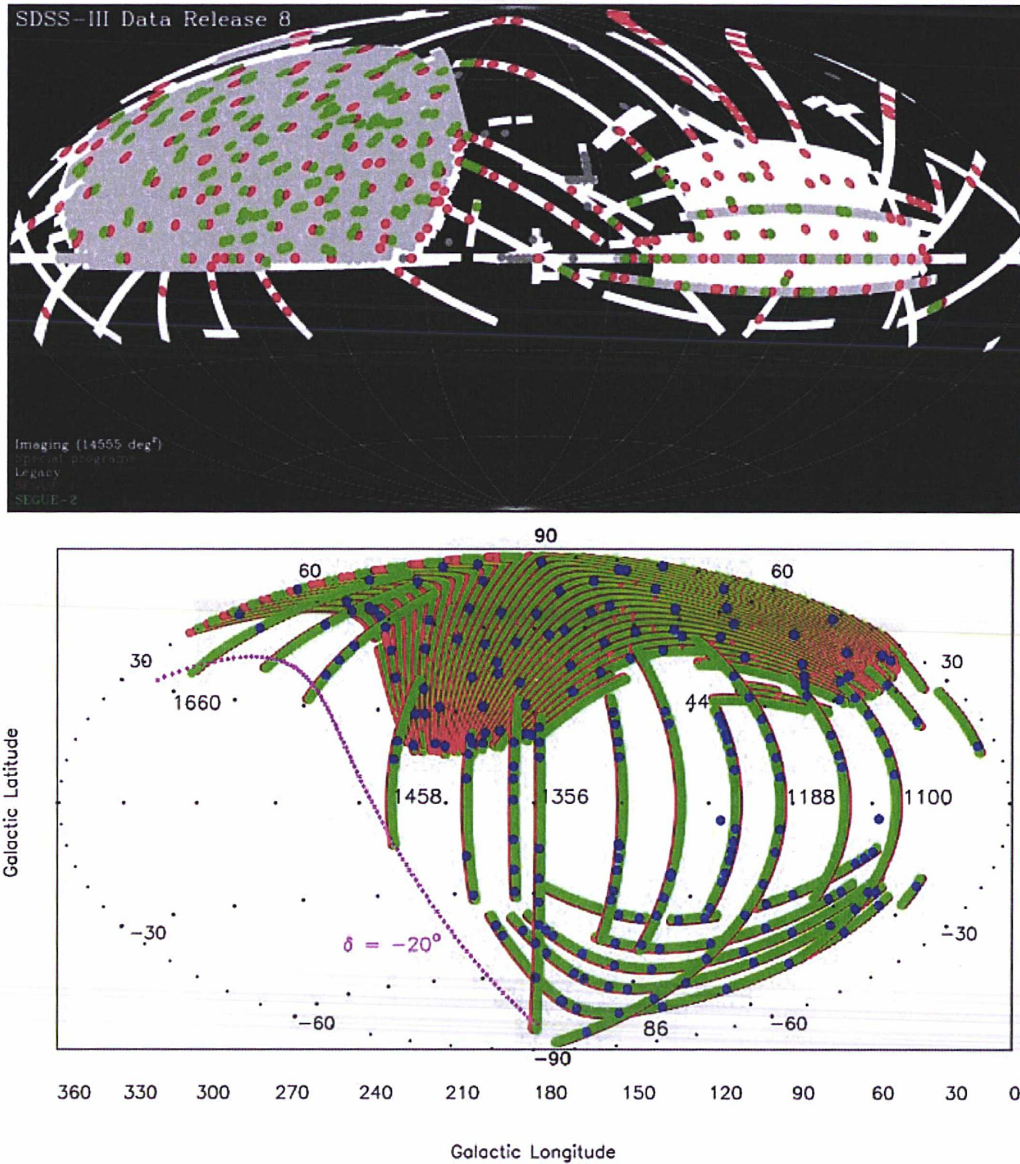


FIGURE 4.1: Haut : Couverture spectroscopique et en imagerie en coordonnées équatoriales (centré en RA= 6h, ou 90°). Bas : Projection Aitoff (l,b) du relevé SEGUE centré à l’anti-centre galactique (Steinmetz 2012).

ont eu pour conséquence d’engendrer des erreurs sur l’astrométrie mais qui n’ont pas beaucoup d’importance pour les déclinaisons supérieures à 41°. Il y a également eu environ 2500 deg² de couverture du ciel supplémentaire.

Dans le cadre de ma thèse, j’ai téléchargé¹ 98 499 627 étoiles du SDSS-DR8 par requête sql. J’ai téléchargé la photométrie “psfMag” de la table “Star” jusqu’à la magnitude $g < 22$. Les valeurs d’extinction sont celles déduites des tables de Schlegel et al. (1998). J’ai rajouté les mouvements propres de ces étoiles (dont je ne me suis pas servi dans mon travail de

1. <http://skyservice.pha.jhu.edu/casjobs/>

thèse). Ci-dessous la requête effectuée :

```
SELECT

    S.objId as starID, S.ra, S.dec, S.l, S.b, S.psfMag_u as u,
    S.psfMag_g as g, S.psfMag_r as r, S.psfMag_i as i, S.psfMag_z as z,
    S.psfMagErr_u as err_u, S.psfMagErr_g as err_g, S.psfMagErr_r as
    err_r, S.psfMagErr_i as err_i, S.psfMagErr_z as err_z,
    S.extinction_u, S.extinction_g, S.extinction_r, S.extinction_i,
    S.extinction_z, S.clean, S.flags, P.objID as pmID, P.pmRa,
    P.pmDec, P.pmRaErr, P.pmDecErr, P.pmL, P.pmB, P.sigRa, P.sigDec

    FROM Star as S join ProperMotions as P on P.objId=S.objID

    WHERE psfMag_g < 22
```

Ce catalogue d'étoiles a été stocké dans une base de données Mysql dans laquelle des requêtes ont été effectuées pour mener les études qui vont suivre dans la suite de ce manuscrit. Pour minimiser les effets de l'extinction dans les données, tous les chapitres suivant seront basés sur les étoiles à des latitudes b supérieures à 30° .

4.1.2 Evaluation de l'extinction pour les étoiles SDSS

L'extinction interstellaire représente toute la lumière qui est absorbée sur une ligne de visée entre l'observateur et l'étoile par le gaz ou les poussières. Cette absorption notée A est très importante dans le plan galactique et son effet est de plus en plus faible lorsque l'on va vers les pôles galactiques. On dit qu'une étoile est rougie quand la lumière observée de l'étoile a été absorbée par le gaz ou les poussières sur la ligne de visée. Une des cartes d'extinction la plus couramment utilisée est celle de Schlegel et al. (1998). Ils ont estimé l'extinction relative dans différents systèmes photométriques (voir leur Table 6) à l'aide des données du satellite COBE (Cosmic Background Explorer) et d'un de ses instruments à bord DIRBE (Diffuse InfraRed Background Experiment) ainsi que de IRAS (Infrared Astronomical Satellite). Malheureusement, leur carte ne tient pas compte de la distance des étoiles alors que l'extinction en est très dépendante comme le montrent Drimmel & Spergel (2001) par exemple. En 2011, Berry et al. ont étudié les données SDSS-DR7 combinés aux données infrarouges 2MASS (Two Micron All Sky Survey). Leur méthode ne tient pas non plus compte de la distance des étoiles. Nous avons voulu tester s'il était possible d'utiliser leur estimation de l'extinction dans la bande r pour corriger les magnitudes des étoiles de mon catalogue SDSS-DR8, plutôt que d'utiliser les valeurs de Schlegel et al. (1998). Les données SDSS-DR8 de mon catalogue ont été sélectionnées comme suit : latitude $b > 30^\circ$, $0 < g-r < 0.6$ et les erreurs sur les magnitudes *ugriz* inférieures à 0.1, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05 respectivement. Il reste ainsi 3 438 350 étoiles.

Sur la Figure 4.2, sont représentées des projections stéréographiques longitude-latitude en fonction de la valeur moyenne de l'extinction dans la bande r . Chaque cercle représente différentes latitudes constantes, la plus externe correspond à $b=0^\circ$, celle du milieu $b=30^\circ$ et celle la plus au centre 60° . Les lignes radiales représentent la longitude. Au centre est le pôle Nord galactique, le centre galactique se situant vers la gauche. Ce type de projection conserve les angles. En haut, l'extinction moyenne A_r donnée par Berry et al. (2011) et

en bas celle de Schlegel et al. (1998). On remarque que les valeurs moyennes données par Berry et al. (2011) sont en général plus élevées que celles données par Schlegel et al. (1998). Ceci se remarque bien sur un histogramme (Fig.4.3). On peut voir aussi qu'à $l=30^\circ$, $b\sim 40^\circ$, l'extinction est la plus élevée que dans le reste de la région observée. Nous discuterons de cette région dans la Section 4.1.3.

Cette différence importante nous amène à nous demander quel serait l'impact sur le calcul des métallicités. Sur la Figure 4.4, je montre des projections (l, b) en fonction de la métallicité des étoiles. La métallicité a été calculée suivant le processus décrit Section 2.3.3, celle-ci dépend des couleurs $(u-g)_0$ et $(g-r)_0$ et n'est applicable que pour $0.2 < (g-r)_0 < 0.6$. Lors de la correction des magnitudes par les valeurs d'absorption de Berry et al. (2011), les coefficients A_λ/A_r de leur Table 1 dans chaque bande $ugiz$ ont été utilisées (1.810, 1.400, 0.759, 0.561 respectivement). Concernant les valeurs de Schlegel et al. (1998), celles-ci sont données dans chaque bande $ugriz$, donc chaque valeur A_λ a été soustraite aux magnitudes. Les deux cartes en métallicité de la Figure 4.4 ne semblent pas montrer des métallicités très différentes. Sur la Figure 4.5 je montre la différence de ces deux cartes pour essayer d'observer un éventuel écart systématique entre les deux cartes. On remarque que les métallicités avec magnitudes corrigées de l'extinction de Berry et al. sont plus grandes que celles avec magnitudes corrigées par Schlegel et al. d'au plus 0.1 dex. Cet écart systématique s'ajoute à une incertitude aléatoire qui est l'incertitude sur la calibration en métallicité d'environ 0.2 dex. Néanmoins, pour minimiser les erreurs "en cascade" c'est à dire celles sur la détermination de l'extinction et celles sur le calcul de $[Fe/H]$ qui se répercuteront sur le calcul des distances, nous avons choisi d'utiliser les valeurs de Schlegel et al. (1998). Les valeurs de Berry et al. (2011) (Figs 4.2, 4.3) nous paraissent bien trop élevées par rapport à ce qui serait attendu à hautes latitudes où l'extinction devient de plus en plus négligeable. Par ailleurs leur article est sur Astro-Ph mais n'est pas encore accepté.

Un point important est à noter sur les cartes de la Figure 4.4. On remarque une structure très pauvre en métaux (~ -1.1 -1.2 dex) dans la direction $l=30^\circ-210^\circ$. Une première idée serait que ceci proviendrait d'une forte valeur d'extinction dans cette région. Cependant, sur la Figure 4.2 il ne semble pas y avoir de forte extinction dans cette région précisément, que ce soit sur la carte de Schlegel et al. ou celle de Berry et al.. Une deuxième idée serait qu'un courant stellaire (Voir Section suivante) passe à cet endroit. Le courant du Sagittaire passe à haute latitude (voir Figure 4.6) mais les longitudes ne correspondent pas à notre région pauvre en métaux. Ses étoiles proviennent d'au moins après la "Data Release" 4 du Sloan car Jurić et al. (2008) ont effectué le même type de projection que moi sur leur Figure 6, mais la zone d'étoiles à $l=30^\circ-210^\circ$ n'existait pas encore. Dans Newberg et al. (2007) qui utilisent les données SDSS-DR5, toutes les latitudes de l'hémisphère Nord galactique sont couvertes (voir leur Figure 6), mais leur étude ne concerne pas les distribution en métallicité des étoiles. Finalement, Schlafly et al. (2010) indiquent qu'il existe des problèmes de calibration dans le SDSS après correction de l'extinction (voir leur figure 7) qui correspondent à cette longitude et ces latitudes.

4.1.3 Les différentes structures connues et observées dans le SDSS

Les premières structures connues ont été observées par Belokurov et al. (2006) et leur nombre ne cesse d'augmenter avec le temps. Ces dernières années Jurić et al. (2008) et

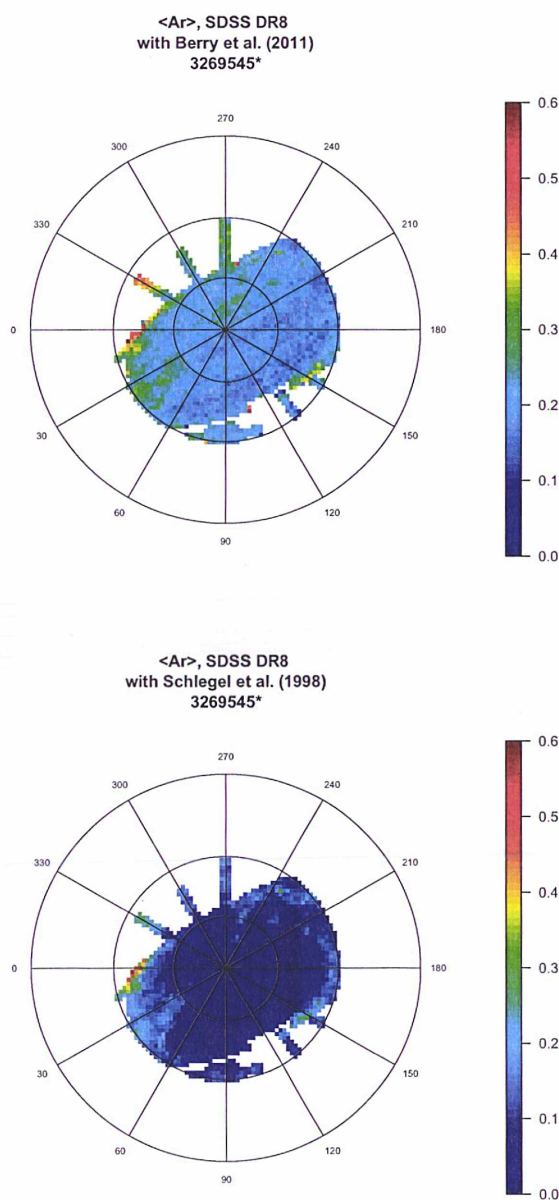


FIGURE 4.2: Projections stéréographiques en coordonnées galactiques (l,b) des données SDSS de la valeur moyenne de l'extinction dans la bande r. En haut, carte de l'extinction de Berry et al. (2011) et en bas celle de Schlegel et al. (1998).

Ivezić et al. (2008) ont trouvé d'autres structures. Sur la Figure 4.7, je montre un graphique des distances (R,Z) en fonction de la métallicité des étoiles. Le calcul des distances R et Z est décrit Section 2.3.3. A gauche mes données SDSS-DR8, à droite les données de Ivezić et al. (2008) SDSS-DR6. J'ai reproduit sur mon graphique les mêmes coupures qu'effectuées par Ivezić et al. (2008), c'est à dire sélectionner les étoiles entre $0.2 < (g-r)_0 < 0.4$ (ils ont fait cette sélection là car ils ne vont pas se servir des étoiles plus rouges que 0.4 qui ne sont pas nombreuses dans le halo). De plus ils effectuent une coupure en

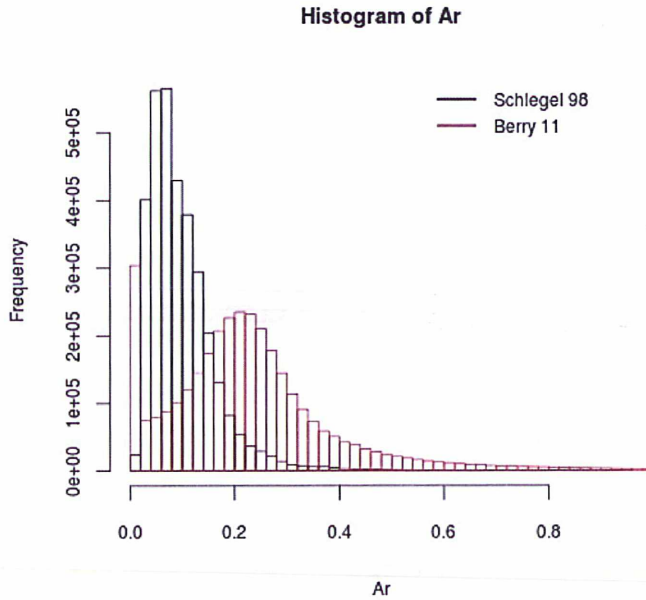


FIGURE 4.3: Distribution de l'absorption dans la bande r. En noir, les valeurs de Schlegel et al. (1998) données dans le catalogue du Sloan que j'utilise. En rouge, les valeurs données par Berry et al. (2011). On note que les valeurs de Berry et al. sont bien plus élevées que celles de Schlegel et al..

distance $D < 9$ kpc pour ne pas être contaminé par les étoiles des courants stellaires tel que la surdensité de la Vierge (discutée plus loin). Les disques mince et épais sont alors bien inclus dans cette coupure ainsi qu'une partie du halo. Dans mon échantillon, j'ai environ 2 millions d'étoiles. De plus, nous n'utilisons pas la même calibration photométrique en métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$. La formule utilisée est de la même forme : $[\text{Fe}/\text{H}]_{ph} = A + Bx + Cy + Dxy + Ex^2 + Fy^2 + Gx^2y + Hxy^2 + Ix^3 + Jy^3$, mais elle n'est pas applicable pour les mêmes variables. Dans l'étude d'Ivezić et al. (2008), les coefficients (A–J) utilisés sont (A–J) = (−4.37, −8.56, 15.5, −39.0, 23.5, 20.5, 12.1, 7.33, −10.1, −21.4), $x = (u-g)_0$ pour $(g-r)_0 \leq 0.4$ et $x = (u-g)_0 - 2(g-r)_0 + 0.8$ pour $(g-r)_0 > 0.4$. Cette équation est valable pour toutes les étoiles de la séquence principale à $0.2 < (g-r)_0 < 0.6$. Dans mon étude avec les données SDSS–DR8, j'ai utilisé la calibration donnée par Bond et al. (2010), décrite Section.2.3.3, c'est à dire (A–J) = (−13.13, 14.09, 28.04, −5.51, −5.90, −58.58, 9.14, −20.61, 0.0, 58.20), $x = (u-g)_0$ et $y = (g-r)_0$ tel que $0.2 < (g-r)_0 < 0.6$ et $-0.25 + 0.5(u-g)_0 < (g-r)_0 < 0.05 + 0.5(u-g)_0$. La différence entre les deux calibrations est explicitée Figure A.1 de Bond et al. (2010) qui montre la différence en métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ entre les données SDSS–DR6 (Ivezić et al. 2008) et SDSS–DR7 (Bond et al. 2010). L'effet est surtout visible à $g-r$ et $u-g$ élevées ce qui implique des métallicités plus élevées avec la DR7 pour $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.6$ dex (où la différence médiane est la plus élevée car > 0.1 dex).

L'idée de ce graphique est simplement de comparer les différences que l'on peut voir entre les étoiles de la DR6 et celles de la DR8. On note que la DR8 a principalement rajouté des étoiles à faibles latitudes. On voit bien également la différence en métallicité depuis le plan galactique (métallicité élevée) jusqu'à des distances Z élevées où la métallicité décroît. On remarque sur le graphique de droite avec les données de la DR6 que le courant du

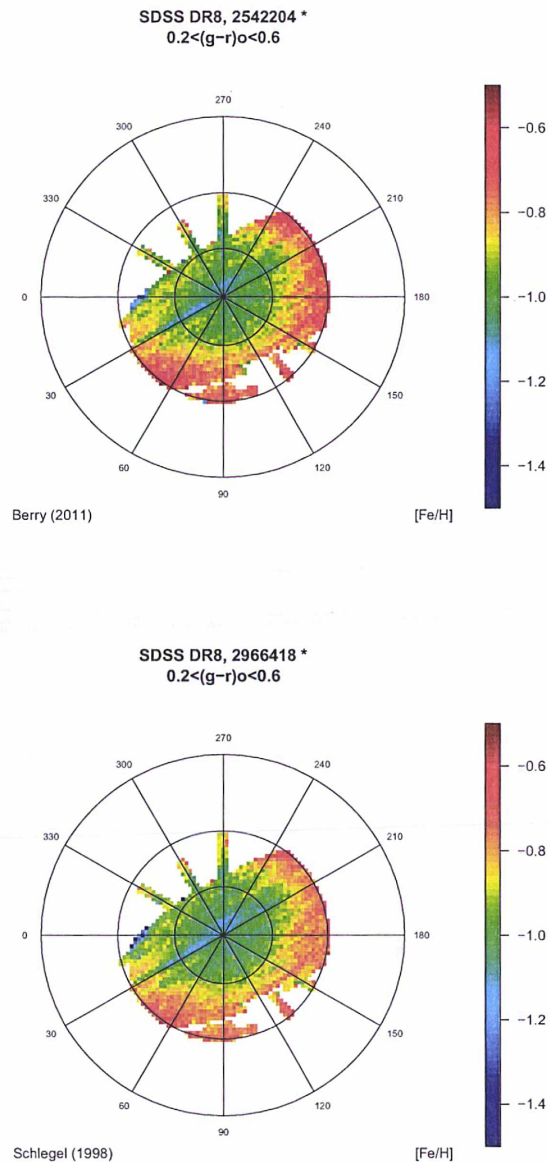


FIGURE 4.4: Projections stéréographiques en coordonnées galactiques (l,b) des données. Cartes en métallicité $[Fe/H]$ avec les magnitudes corrigées de l'absorption interstellaire calculée par Berry et al. (2011) en haut et par Schlegel et al. (1998) en bas.

Monoceros est bien visible à $(R,Z) \sim (15, 3.5)$ kpc (indiqué par une flèche), tout comme sur le graphique avec les données de la DR8 (à gauche). Un autre point est la différence en métallicité autour de $(R,Z) \simeq (6.5, 1.5)$ kpc qui ne se voit pas très bien à droite dans la DR6, probablement car la DR8 donne plus d'étoiles dans cette région.

Pourtant Jurić et al. (2008) avaient observé cette structure avec les données SDSS-DR3-4. Sur leur Figure 27, cette structure à $(R,Z) \simeq (6.5, 1.5)$ kpc est nettement visible. Afin de déterminer à quelles coordonnées galactiques correspondaient à peu près cette

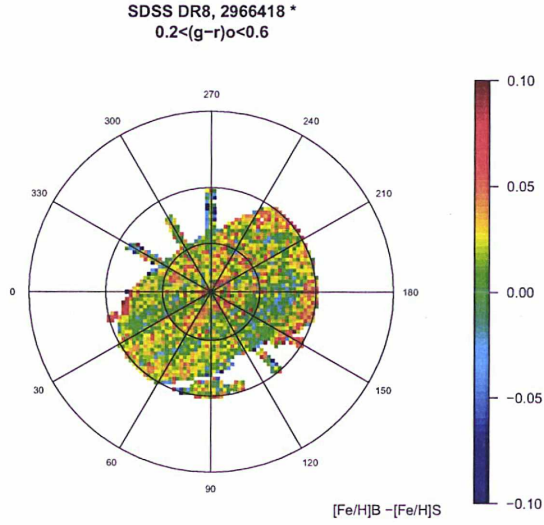


FIGURE 4.5: Projection stéréographique de la différence des cartes de métallicité $[Fe/H]$ de la Figure 4.4 entre Berry et al. ($[Fe/H]_B$) et Schlegel et al. ($[Fe/H]_S$). On note que les métallicités avec magnitudes corrigées de l’extinction de Berry et al. sont plus grandes que celles avec magnitudes corrigées par Schlegel et al. d’au plus 0.1 dex.

structure, j’ai sélectionné toutes les étoiles à $6 < R < 7$ kpc et $1 < Z < 2$ kpc et j’ai regardé les histogrammes en longitude et latitude. Cette structure se situerait à des latitudes b entre 20° et 50° et des longitudes entre -10° et 50° . Si l’on regarde les cartes d’extinction A_r Figure 4.2, on note que cette structure correspondrait alors à une zone où A_r est plus élevée que la moyenne du reste des étoiles (ceci se voit aussi bien pour l’estimation faite par Berry et al. que par Schlegel et al.). Cette structure serait alors un effet de l’extinction. Dans une de ces conférences, Juric indiquait que cette structure pouvait se rapporter à la surdensité d’étoiles déjà observée par Larsen & Humphreys en 1996 à $b=30^\circ$ et $l=20^\circ-45^\circ$ où ils suggéraient que ceci montrait une asymétrie dans le disque épais galactique. Larsen & Humphreys (1996) ont utilisé des données d’une quinzaine de champs du catalogue APS (Automated Plate Scatter) du relevé POSS I (Palomar Observatory Sky Survey). Les coordonnées galactiques indiquées à cette époque semblent correspondre à la zone que j’indique où l’extinction est relativement plus élevée que dans le reste du ciel. de Jong et al. (2010) dit aussi avoir observé la structure $(R,Z) \simeq (6.5, 1.5)$ kpc mais à $b \sim 65^\circ$ ($l \sim 270^\circ, 300^\circ$ et 330°) à une distance d’environ 1.3–4 kpc au Soleil. Les longitudes et latitudes ne correspondent pas à cette structure d’après mon travail avec les données SDSS–DR8 ou celui de Larsen & Humphreys (1996). Je pense que ce qu’observe de Jong et al. (2010) n’est pas la “structure” observée par Juric et al. (2008). Juric et al. (2008) ont également observé une structure à $(R,Z) \simeq (9.5, 0.8)$ kpc. Celle-ci semble également avoir été vue par Klement et al. (2009) avec les données SDSS–DR7.

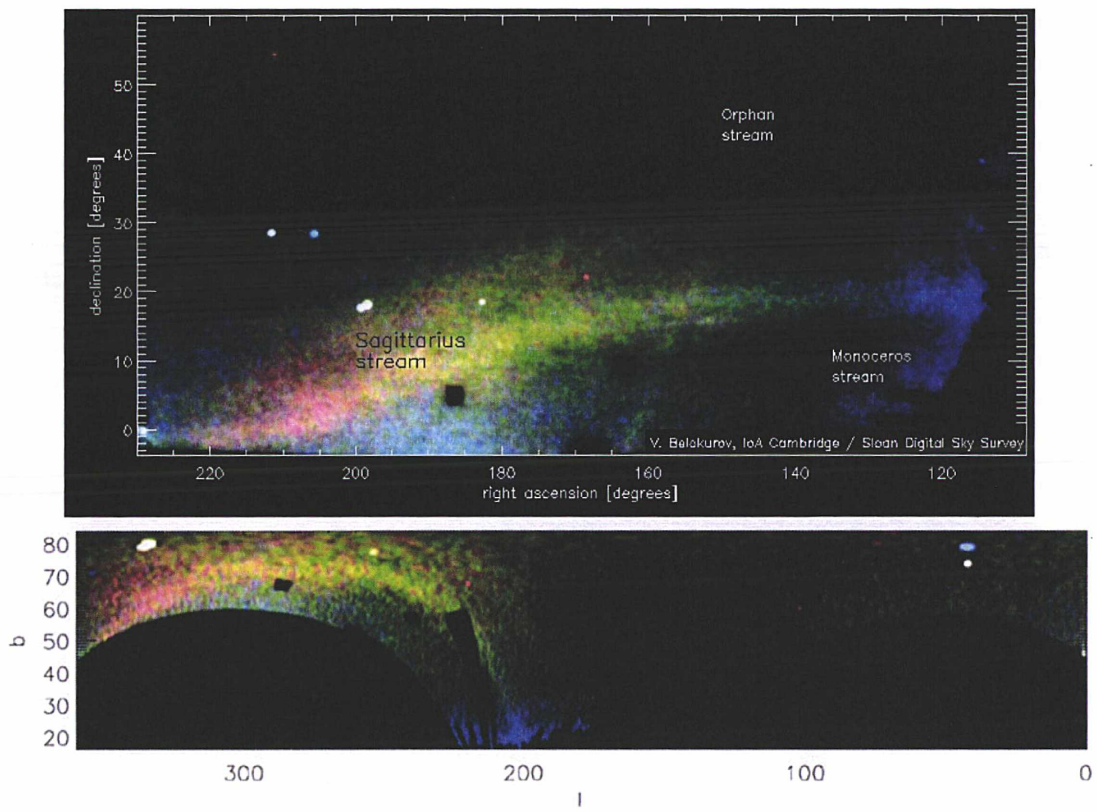


FIGURE 4.6: Courants stellaires dans le SDSS en coordonnées équatoriales en haut et galactiques en bas (Belokurov et al. 2006).

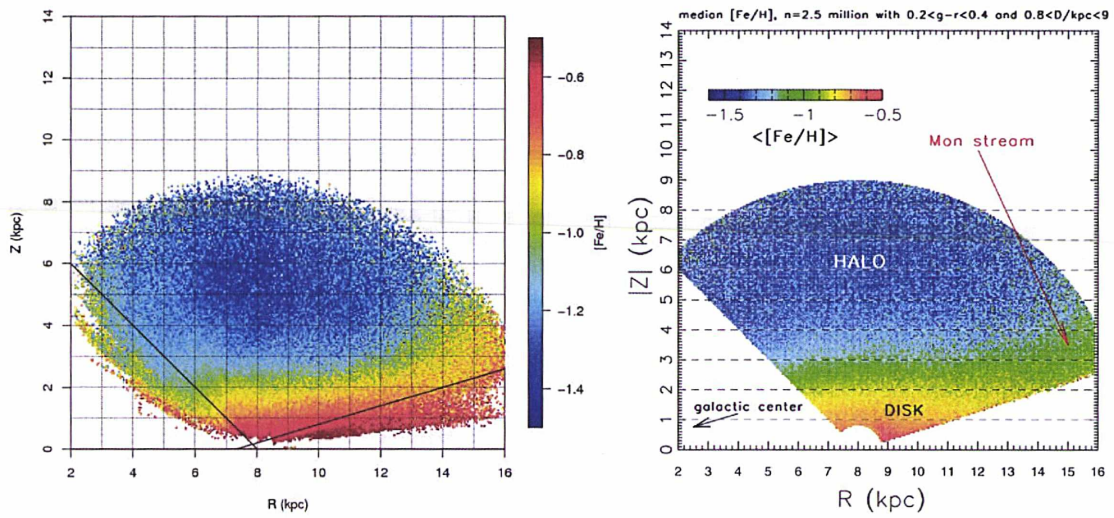


FIGURE 4.7: Gauche : Données SDSS-DR8, $0.2 < (g-r)_0 < 0.4$, $0.8 < D < 9 \text{ kpc}$. Environ 2 millions d'étoiles. Les traits noirs montrent les délimitations de la figure de droite avec les données SDSS-DR6. Droite : De Ivezić et al. (2008). données SDSS-DR6. La différence du nombre d'étoiles s'explique par des sélections sur les erreurs sur les magnitudes dans la DR8. Différentes calibrations photométriques en métallicité [Fe/H] ont été utilisées, à gauche celle de Bond et al. (2010) a été utilisée, à droite celle d'Ivezić et al. (2008). Le courant du Monoceros est visible à $(R,Z) \sim (15, 3.5) \text{ kpc}$.

De nombreux courants stellaires sont connus aujourd’hui dans les données SDSS. Notamment la surdensité de la Vierge, les courants du Sagittaire, du Monoceros, le courant Orphelin. Une célèbre image de ces courants stellaires est donnée par Belokurov et al. (2006) (Fig. 4.6). Plusieurs études ont été réalisées pour rechercher de nouvelles structures dans la Galaxie et confirmer la présence des anciennes. Belokurov et al. 2006, 2007a ont participé à ces découvertes avec les données SDSS–DR5, notamment dans la découverte de deux bras dans le courant du Sagittaire (visibles Fig. 4.6). Ce courant passe du Nord au Sud galactique et est très visible dans les directions $l=270^\circ$ dans l’hémisphère Nord et à $l=178^\circ$ dans l’hémisphère Sud (de Jong et al. 2010). de Jong et al. (2010) ont estimé la densité de ce courant dans les régions Nord où il est très visible entre 5 et $8 \times 10^{-6} M_\odot \text{pc}^{-3}$ et à $1 \times 10^{-5} M_\odot \text{pc}^{-3}$ dans le Sud. Le courant du Sagittaire est à au moins 10 kpc, ce qui est confirmé par Newberg et al. (2007) qui montrent que le courant du Sagittaire ne passe pas dans le voisinage solaire mais à au moins 15 kpc. *Le courant du Sagittaire étant loin du Soleil, il ne sera pas nécessaire d’en tenir compte dans l’étude de la section suivante sur le disque de la Galaxie.* Cette surdensité ne biaisera pas nos comptages d’étoiles.

Belokurov et al. 2007b ont également étudié plus en détail avec les données SDSS–DR5 le courant Orphelin trouvé par Belokurov et al. (2006), qui se voit légèrement sur la Figure 4.6 en coordonnées équatoriales ou sur la Figure 4.8. Ce courant *se situerait à au moins 20 kpc du Soleil et n’est donc pas inquiétant pour notre future étude sur le modèle de la Galaxie.*

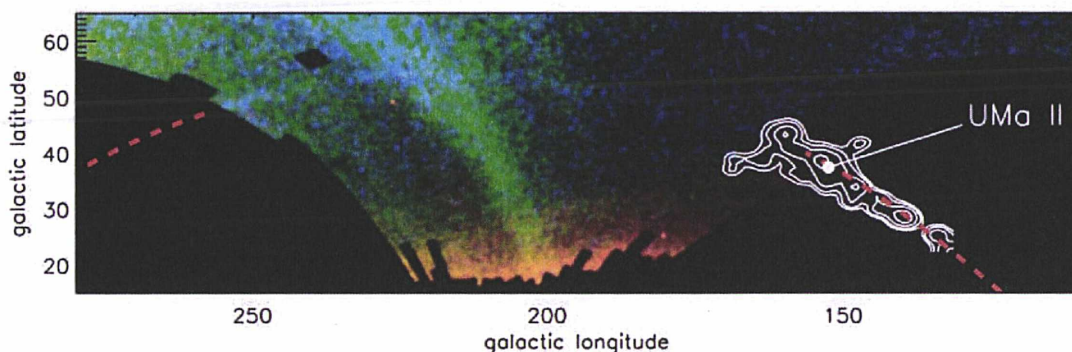


FIGURE 4.8: Courant Orphelin (“trait” bleu) observé par Belokurov et al. (2007b) en coordonnées galactiques. Il se situe autour de $b=50^\circ$.

Belokurov et al. (2007a) ont également découvert le nuage d’*Hercules–Aquila* centré à $l=40^\circ$ et s’étendant sur 80° de longitude, à une distance d’au moins 20 kpc. Il ne sera ainsi *pas utile de tenir compte de cette surdensité pour étudier le disque de la Galaxie dans notre futur modèle.*

Ivezić et al. (2008) ainsi que Jurić et al. (2008) ont aidé à une meilleure compréhension des anciennes structures tel que le Monoceros, ainsi qu’à la détection de nouvelles, notamment la surdensité de la Vierge. Celle-ci se situe en $(l,b) \simeq (280^\circ, 70^\circ)$ entre 10 et 20 kpc du Soleil environ et aurait une vitesse radiale d’environ 130 ± 10 km/s (Newberg et al. 2007). de Jong et al. (2010) ont estimé dans une région à $l=170^\circ$ et 300° une densité d’environ $2 \times 10^{-5} M_\odot \text{pc}^{-3}$. En 2009, An et al. ont trouvé que la surdensité de la Vierge couvrent une surface totale d’environ 1000 deg^2 , avec les données photométriques SDSS–DR7 ils ont estimé une métallicité moyenne de -2 dex. En 2012, Bonaca et al. ont étudié cette

surdensité avec les données SDSS-DR8 et montrent que sa superficie est plutôt située entre 2000 et 3000 deg² et qu'elle est très visible autour de $(l,b) \simeq (300^\circ, 75^\circ)$. Récemment, Carlin et al. (2012) ont estimé que la distance de la surdensité de la Vierge serait de 14 ± 3 kpc. *La surdensité de la Vierge est ainsi suffisamment lointaine pour ne pas contaminer le disque épais dans la comparaison modèle-SDSS du chapitre suivant.*

Newberg et al. (2002) ont été les premiers à découvrir le courant du Monoceros à $(l,b) \sim (200^\circ, 20^\circ)$ à une distance d'environ 10 kpc, à 3 kpc au-dessus du plan galactique (Jurić et al. 2008). La densité maximale de ce courant serait de $1.5 \times 10^{-4} M_\odot \text{ pc}^{-3}$ (de Jong et al. 2010). *A 10 kpc, le courant du Monoceros ne devrait pas nous gêner dans notre étude de la section suivante.*

4.2 Premiers modèles

Nous avons réalisé plusieurs simulations avec différents paramètres dans notre modèle. Nous avons voulu étudier une question qui fait toujours débat aujourd'hui : le disque épais et le disque mince ne font-ils qu'un ? C'est pourquoi nous avons établi d'une part un modèle avec trois populations stellaires : disque mince, disque épais et halo (modèle D dit "discontinu"). D'autre part, nous avons modélisé un disque unique et un halo (modèle C dit "continu"). Le disque de ce modèle est continu en $[\text{Fe}/\text{H}]$, échelles de longueur et échelles de hauteur, contrairement au disque du modèle D. Ce modèle C est inspiré des travaux de Bovy et al. (2012a, b). Ci-dessous, je donne plus de détails sur ces deux modèles.

4.2.1 Modèle à deux disques (disque mince et disque épais) – Modèle "D"

Précédemment, j'ai expliqué que dans le disque mince de la Galaxie, la dispersion de vitesse dans la direction perpendiculaire au plan galactique n'est pas constante avec l'âge des étoiles et que par conséquent il est nécessaire de subdiviser cette population en plusieurs tranches d'âges. Afin de mettre en place les différentes tranches d'âge de ces modèles, j'ai utilisé l'étude d'Haywood (2008) des étoiles du disque mince au voisinage solaire (Fig 4.9). Sur cette figure, on peut déterminer la métallicité ainsi que sa dispersion en fonction de l'âge des étoiles du disque mince. L'âge du disque mince est fixé inférieur à 10 Gyr, la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ s'étend de -0.2 à 0.1 dex environ. Ces valeurs sont répertoriées dans la partie "Disque mince" de la Table 4.1.

Les échelles de hauteur du disque mince sont calculées en fonction de l'âge des étoiles par l'intermédiaire de la loi de Basu & Rana (1992) ajustée par Girardi et al. dans la version 1.6 du modèle TRILEGAL (courbe en pointillé Figure 3.2). L'échelle de longueur a été fixée à 2 kpc (Casetti-Dinescu et al. 2011).

Pour le disque épais, l'âge de ces étoiles a été fixé entre 10 et 12 Gyr avec une métallicité moyenne $[\text{Fe}/\text{H}]$ de -0.6 dex. L'échelle de hauteur est fixée à une valeur typique de 800 pc (Robin et al. 2003) et l'échelle de longueur à 3 kpc, valeur moyenne de la littérature. Le disque épais représente localement environ 7% de la densité locale du disque mince (Robin et al. 2003).

Les étoiles du halo sont identifiées dans mon modèle comme ayant des âges entre 12 et 13.5 Gyr avec une métallicité moyenne de -1.5 dex. Siegel et al. (2002) estiment la normalisation locale du halo à 0.15% de la densité locale du disque mince, Jurić et al. (2008) à 0.5%. Nous avons choisi une normalisation locale de 0.2% de la densité locale du disque mince.

Le SFR dans chaque population est constant. Les masses des étoiles du modèle suivent la fonction de masse initiale de Kroupa (2001) comme décrit Section 3.1.1.

Pour ces modèles à deux disques nous avons utilisé la valeur de normalisation locale trouvée par Jahreiß & Wielen (1997), $\rho_{\odot}=0.039 M_{\odot}/\text{pc}^3$.

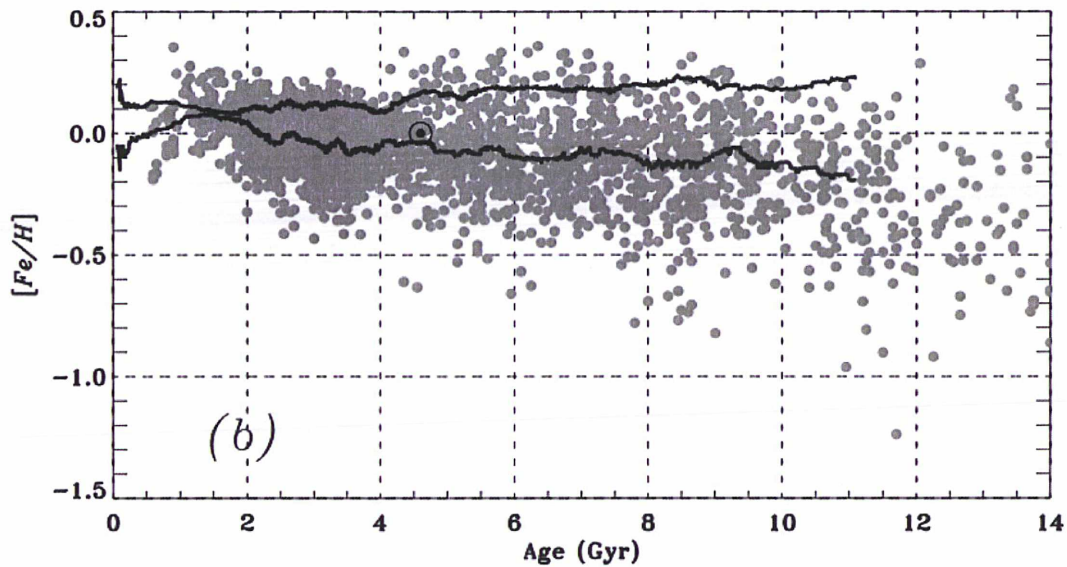


FIGURE 4.9: Relation âge-[Fe/H] de Haywood (2008). La ligne noire du dessus représente la dispersion en [Fe/H] et la ligne du dessous, la métallicité [Fe/H] moyenne.

4.2.2 Modèle à disque unique – Modèle “C”

Pour cette modélisation, nous nous sommes inspirés des travaux de Bovy et al. (2012a, b). Dans leurs études, ils montrent que le disque de la Galaxie peut être vu comme une succession de plusieurs sous-disques ayant chacun un certain âge, $[Fe/H]$, H_Z , H_R . Ce qui reviendrait à dire que le disque de la Galaxie serait continu et non discontinu en un disque mince et disque épais comme explicité dans le modèle D. Ainsi, d’après la Figure 4.10 en bas, nous avons établi dix sous-populations dans le disque qui suivent les valeurs des paliers de la densité surfacique. Chaque palier représenterait alors une sous-population décrite par une échelle de hauteur H_z et ensuite par la Figure 4.10, j’en ai déduit l’échelle de longueur correspondante ainsi que la métallicité $[Fe/H]$. On remarque que les échelles de hauteur décroissent lorsque les échelles de longueur augmentent. Les différents paliers sont résumés Table 4.2. Concernant les âges de ce disque, ils couvrent le même intervalle d’âge que le disque mince et le disque épais réunis du modèle D, c’est à dire de 0.25

	AGE (Gyr)	[Fe/H] (dex)	ρ_{\odot} (M_{\odot}/pc^3)	H_Z (pc)	H_R (kpc)	IMF
Disque mince	0.25–0.5	0 ± 0.10	0.0364	$z_0 \left(1 + \frac{\text{age}(\text{Gyr})}{t_0}\right)^{\alpha}$ $z_0 = 94.6902$ pc $t_0 = 5.55079$ Gyr $\alpha = 1.6666$	2	$dN/dm \propto m^{-\alpha}$ $\alpha_1 = 1.3, m < 0.5 M_{\odot}$ $\alpha_2 = 2.3, m > 0.5 M_{\odot}$
	0.5–1	0.02 ± 0.12				
	1–1.5	0.07 ± 0.09				
	1.5–2	0.05 ± 0.09				
	2–2.5	-0.02 ± 0.10				
	2.5–4	-0.05 ± 0.10				
	4–6	-0.08 ± 0.13				
	6–10	-0.12 ± 0.20				
Disque épais	10–12	-0.6 ± 0.20	$2.55 \cdot 10^{-3}$ (7%)	800	3	$\alpha = 1.3$ et 2.3
	AGE (Gyr)	[Fe/H]	ρ_{\odot} (M_{\odot}/pc^3)	q		IMF
Halo	12–13.5	-1.5 ± 0.30	$7.28 \cdot 10^{-5}$ (0.2%)	0.6		$\alpha = 1.3$ et 2.3

TABLE 4.1: Paramètres d'entrée du Modèle D avec deux disques : disque mince et disque épais.

	AGE (Gyr)	[Fe/H]	Σ_{\odot} (M_{\odot}/pc^2)	ρ_{\odot} (M_{\odot}/pc^3)	H_Z (pc)	H_R (kpc)	IMF
Disque	0.25–4.35	0 ± 0.2	10	0.0360	220	3.7	$dN/dm \propto m^{-\alpha}$ $\alpha_1 = 1.3, m < 0.5 M_{\odot}$ $\alpha_2 = 2.3, m > 0.5 M_{\odot}$
	4.35–6.40	-0.2 ± 0.2	5		300	2.3	
	6.40–8.04	-0.3 ± 0.2	4		400	2	
	8.04–9.06	-0.4 ± 0.2	2.5		500	1.8	
	9.06–9.88	-0.5 ± 0.2	2		550	1.8	
	9.88–10.70	-0.6 ± 0.2	2		650	1.8	
	10.70–11.32	-0.7 ± 0.2	1.5		700	1.8	
	11.32–11.65	-0.8 ± 0.2	0.8		800	1.8	
	11.65–11.94	-1.00 ± 0.2	0.7		900	1.8	
	11.94–12	-1.20 ± 0.2	0.15		1000	1.8	
	AGE (Gyr)	[Fe/H]	Σ_{\odot} (M_{\odot}/pc^2)	ρ_{\odot} (M_{\odot}/pc^3)	q		IMF
Halo	12–13.5	-1.5 ± 0.30		$7.2 \cdot 10^{-3}$ (0.2%)	0.6		$\alpha = 1.3$ et 2.3

TABLE 4.2: Paramètres d'entrée du Modèle C avec un disque continu en [Fe/H], H_R , H_Z .

à 12 Gyr. Pour définir les intervalles d'âges, je me suis basée sur les valeurs de densité surfacique. Sachant que la densité surfacique totale du disque est $\Sigma_{\odot} = 28.65 M_{\odot}/\text{pc}^2$ sur les 11.75 Gyr, chaque palier de densité surfacique représente alors la proportion que cette sous-population doit représentée dans le disque. Par exemple, pour le premier intervalle d'âge, la valeur 4.35 a été calculée de la manière suivante : $0.25 + \Sigma_{\odot, i} \times 11.75 / \Sigma_{\odot}$, i étant la i ème sous-population parmi les dix. Et ainsi de suite pour les âges suivants.

Cette fois-ci la densité volumique locale du disque mince a été déduite de la densité surfacique donnée par Bovy et al. (2012a). Elle est alors décrite par la formule suivante :

$$\rho_{\odot} = \frac{\Sigma_{\odot}}{\int_{t_{min}}^{t_{max} + \infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{z}{H_Z(t)}} dz dt} = \frac{\Sigma_{\odot}}{\int_{t_{min}}^{t_{max}} 2 H_Z(t) dt} = \frac{\Sigma_{\odot}}{\sum_{i=1}^{10} 2 H_Z(i) \frac{\Delta t}{t_{max} - t_{min}}} \quad (4.1)$$

En utilisant les intervalles d'âges et les échelles de hauteur de la Table 4.2, on en déduit $\rho_{\odot} \sim 0.036 M_{\odot}/\text{pc}^3$.

Le halo a été décrit de la même manière que dans le modèle 1 ainsi que la fonction de masse initiale.

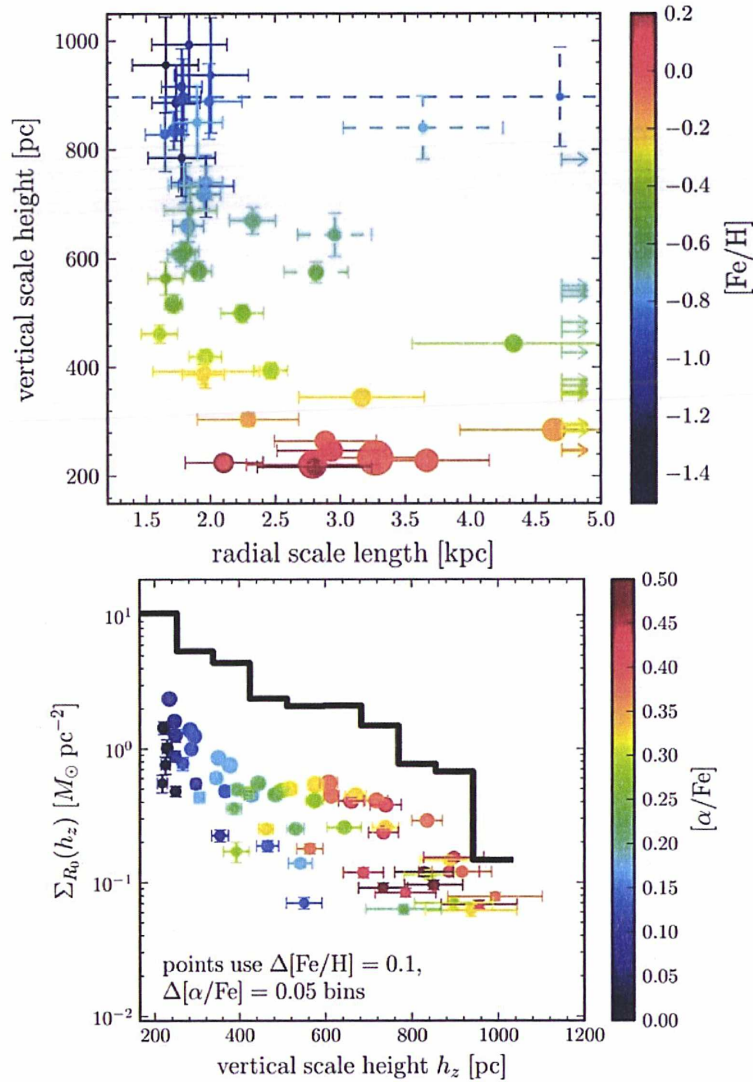


FIGURE 4.10: **En haut** : dépendance de l'échelle de hauteur H_z en fonction de l'échelle de longueur H_R et de $[\text{Fe}/\text{H}]$. **En bas** : Densité surfacique (trait plein) en fonction de l'échelle de hauteur H_z et de la quantité en éléments $[\alpha/\text{Fe}]$ (Bovy et al. 2012a, b).

4.3 Comparaisons avec les données : méthode et choix des données

De façon assez traditionnelle, les méthodes de comparaisons avec les modèles de comptages d'étoiles sont des méthodes directes : l'équation de la statistique stellaire (sous une de ses formes plus ou moins complexe) est intégrée, en faisant l'hypothèse des lois de densité et des diagrammes HR, pour fournir des prédictions de comptages en fonction de la magnitude, de la couleur, mouvements propres, etc. L'ajustement des modèles se fait en général en comparant ces prédictions aux comptages observés (voir par ex. Robin et al. 1996, Haywood et al. 1997a, b, Larsen & Humphreys 2003, Gao et al. 2012, etc).

Des tentatives pour inverser cette équation ont été faites (Pichon et al. 2002), en utilisant des contraintes cinématiques en plus des comptages, mais, dans le cas général, il reste plus simple d'intégrer l'équation pour contraindre les modèles. Les méthodes inverses sont également très utilisées pour étudier la structure galactique - l'exemple le plus connu dans le cas qui nous occupe étant l'estimation de la loi de densité du disque perpendiculairement au plan galactique à partir de distances photométriques de Gilmore & Reid (1983), qui a permis de mettre en évidence l'existence d'une composante épaisse dans le disque. Avec la publication des distances Hipparcos, les méthodes directes ont été peu utilisées sur le voisinage solaire, parce que les modèles sont typiquement appliqués en l'absence d'information directe sur la distance des étoiles (on utilise pour cela les lois de densité), mais aussi parce que les données Hipparcos étant essentiellement locales, le gradient de densité est limité (surtout radialement). La publication des données du SDSS a permis d'estimer les distances des étoiles sur plusieurs kiloparsecs. Des méthodes semi-directes (ou semi-indirectes, comme on voudra) ont été développées, qui couplent ces deux démarches : l'utilisation d'un modèle, et en même temps, la mesure de la distance des étoiles. Cette démarche est par exemple utilisée dans le travail de Bovy et al. (2012a, b) Nous avons adopté également une méthode mixte : l'utilisation d'un modèle, et la comparaison avec des observables (magnitudes, couleurs, positions) et des paramètres déduits des observables (distances, métallicités).

4.3.1 Utilisation des données

Trois utilisations des données pour tester le modèle ont été choisies :

1. Le nombre d'étoiles en fonction des coordonnées (l,b) et de la distance au plan galactique Z .
2. La densité d'étoiles en fonction de la distance perpendiculaire au plan galactique (Z) et de la métallicité $[Fe/H]$.
3. Le nombre d'étoiles dans le diagramme magnitude-couleur $(g-r,g)$ (diagramme de Hess).

Aucun des trois tests (1 : (l,b) , 2 : $([Fe/H],Z)$, 3 : CMD) n'est indépendant des deux autres. Les deux premiers font intervenir la mesure de la distance photométrique, et nécessite le calcul de la métallicité, mais le test 2 n'est pas sensible à la répartition en (l,b) , alors que si le test 1 tient compte de la répartition en longitude-latitude, il n'utilise que partiellement l'information sur la distance au plan, sous la forme de bin de 1kpc en Z . Le 3ème test n'utilise que la répartition en couleur, il dépend donc implicitement de la

répartition en distance dans le modèle, mais sans passer par le calcul de la distance et de la métallicité qui utilisent les calibrations du SDSS. Chaque test utilisant une information que les deux autres n'ont pas, ils apportent tous quelque chose à l'ajustement. Par ailleurs, si les tests vont dans le même sens (ce qui se vérifie dans les comparaisons), ils permettent de vérifier la cohérence de l'ensemble des données utilisées.

4.3.2 Le choix de l'estimateur

L'utilisation de plusieurs statistiques a été envisagée. Commençons par la forme traditionnelle (ou standard) du Chi2 (χ^2), (Chi2 de Pearson), défini par $\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{pixel}}} \frac{[N_{\text{obs}}(i) - N_{\text{mod}}(i)]^2}{N_{\text{mod}}(i)}$. Sous cette forme, le χ^2 présente l'inconvénient suivant que l'on peut illustrer par un exemple. Pour deux modèles qui s'écartent des données de 30% en les surestimant et en les sous-estimant, le modèle qui surestime aura un χ^2 systématiquement inférieur, en raison de la présence de N_{mod} au dénominateur, biaisant le résultat. De nombreuses modifications du χ^2 standard ont été proposées. Une solution possible est d'adopter un χ^2 normalisé, défini comme $\chi_{\text{norm}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{pixel}}} \frac{[N_{\text{obs}}(i) - f * N_{\text{mod}}(i)]^2}{f * N_{\text{mod}}(i)}$, f étant défini comme un facteur de normalisation calculé sur le nombre total d'étoiles ($f = N_{\text{tot}}(\text{données}) / N_{\text{tot}}(\text{modèle})$). Cette solution a cependant un inconvénient, c'est de gommer l'essentiel de l'information. Donnons un exemple : un nombre élevé d'étoiles dans le modèle peut provenir de la normalisation (du disque épais) au voisinage du soleil trop grande, ou d'une échelle de longueur (trop petite) du disque mince. Une fois normalisé, cette information n'est plus visible sur les χ_{norm}^2 calculés. L'utilisation de la forme Neyman du χ^2 permet de résoudre ce problème du biais induit par la forme Pearson, en définissant le χ^2 par $\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{pixel}}} \frac{[N_{\text{obs}}(i) - N_{\text{mod}}(i)]^2}{N_{\text{obs}}(i)}$. C'est la forme qui a été adoptée ici (voir également Mighell 1999). Nous avons en effet utilisé un χ^2 divisé par le nombre de pixel dans chaque graphique noté χ_{bin}^2 (Eq 4.2).

$$\chi_{\text{bin}}^2 = \frac{1}{N_{\text{pixel}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{pixel}}} \frac{[N_{\text{obs}}(i) - N_{\text{mod}}(i)]^2}{N_{\text{obs}}(i)}, \quad (4.2)$$

Afin de quantifier la robustesse des valeurs du χ_{bin}^2 , les erreurs sur ces quantités ont été calculées par méthode "bootstrap". La procédure "bootstrap" pour estimer l'erreur standard d'un estimateur $\theta_n = T(X)$ est :

1. On crée B échantillons indépendants X^{*1}, \dots, X^{*B} où chaque échantillon X^{*b} est obtenu en tirant n fois avec remise dans l'échantillon X de départ.
2. Pour chaque échantillon b , $1 \leq b \leq B$, on calcule l'estimateur $\theta_n^{*b} = T(X^{*b})$. On obtient alors un échantillon de B valeurs $\theta_n^{*1}, \dots, \theta_n^{*B}$.
3. On estime alors l'erreur standard de l'échantillon de départ par l'erreur standard des θ_n^* par :

$$\sigma(\theta_n) = \sqrt{\frac{1}{B-1} \sum_{b=1}^B (\theta_n^{*b} - \theta_n^*)^2}, \quad (4.3)$$

$$\text{où } \theta_n^* = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B \theta_n^{*b}. \quad (4.4)$$

4.4 Sélection des modèles et des données

Les différentes comparaisons se sont faites en faisant varier l'un des paramètres dans notre étude, l'échelle de longueur H_R . En effet, les échelles de longueur du disque mince et du disque épais sont très discutées ces dernières années, notamment pour savoir si l'échelle de longueur du disque mince est plus élevée que celle du disque épais ou non (voir Chapitre 1).

Pour chacun des modèles D et C, l'échelle de longueur du disque mince et du disque épais a été fixée successivement à 2, 3 puis 4 kpc. La normalisation locale du disque épais n'est pas encore très bien connue. Elle peut varier de 5 à 18% suivant les différentes études (voir Table 1.1). Nous avons alors testé deux types de modèle D "discontinu" (que l'on notera D(1) pour le moment car d'autres paramètres que ceux indiqués dans la Table 4.1 seront modifiés plus tard), un avec une normalisation locale du disque épais de 7% (modèle D7(1)) et un autre avec une normalisation locale de 12% (modèle D12(1)). Ainsi, nous allons comparer 9 modèles D7(1), 9 modèles D12(1) et 10 modèles C (dont un modèle avec les paramètres de Bovy et al. 2012a). Les différentes comparaisons sont résumées dans la Table 4.3 .

Pour le modèle C, j'ai séparé les 10 sous-populations en 5 et 5 populations assimilées aux "disque mince" et "disque épais". Les 5 premières sous-populations de la Table 4.2 à $0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.5$ dex et $220 \leq H_z \leq 550$ pc sont donc considérées comme étant du "disque mince" et les 5 autres sous-populations à $-0.6 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.2$ dex et $650 \leq H_z \leq 1000$ pc sont considérées comme étant du "disque épais". Ainsi chaque bloc de 5 populations aura une même valeur d'échelle de longueur dit du "disque mince" ou du "disque épais".

Modèles D7(1)-D12(1) et C									
H_R (DM), kpc	2	2	2	3	3	3	4	4	4
H_R (DE), kpc	2	3	4	2	3	4	2	3	4
+ H_R de la Table 4.2 pour le modèle C									

TABLE 4.3: Différents modèles étudiés par variation de l'échelle de longueur H_R du disque mince (DM) et du disque épais (DE). 9 modèles seront étudiées pour les modèles D7(1) et D12(1), et 10 pour le modèle C.

4.4.1 Sélection des données SDSS

Le sujet de ma thèse concerne principalement l'étude du disque épais et la relation entre celui-ci et le disque mince (Chapitre 2). Nous avons donc sélectionné un échantillon d'étoiles où le halo ne domine pas en nombre d'étoiles, c'est à dire à $g_0 < 18$. De plus, il existe une saturation des CCD du télescope SDSS du côté des magnitudes brillantes. Les catalogues SDSS sont complets à 99% à magnitude g_0 ou r_0 14². Nous avons ajouté une sélection à $g_0 > 14$. Nous avons également sélectionné les étoiles du disque de la séquence principale à $0 \leq (g-r)_0 \leq 0.6$.

Afin d'éviter au maximum les effets de l'extinction, nous nous intéresserons aux latitudes b supérieures à 30°. D'autre part, au début de chapitre, nous avons noté des problèmes

2. Tab 4.1b de <http://www.astro.princeton.edu/PBOOK/camera/camera.htm>

de calibration dans les données SDSS, sensiblement visibles à $l=30^\circ$. Nous avons alors choisi d'enlever cette zone de nos comparaisons. Nous utiliserons les étoiles à $0^\circ < l < 20^\circ$ et $35^\circ < l < 360^\circ$.

Les erreurs sur la magnitude u dans les données peuvent être très grandes car la magnitude u est difficile à déterminer. Nous avons imposé des erreurs sur cette magnitude inférieures à 0.2 ainsi que $u < 22$.

Après avoir effectué toutes ces coupures, nous avons à disposition environ 2.4 millions d'étoiles SDSS.

Concernant la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ des étoiles, il est nécessaire d'appliquer d'autres coupures en couleur pour utiliser les formules de Bond et al. 2010 (Eqs 4.5-4.9 plus bas). Cette calibration n'est valable que pour les étoiles F,G du Turn-off du diagramme HR et n'est valable que pour $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.2$ environ. A $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ dex, l'erreur sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ est de plus en plus élevée, 0.2-0.3 dex. Les équations utilisées sont les suivantes :

$$[\text{Fe}/\text{H}] = A + Bx + Cy + Dxy + Ex^2 + Fy^2 + Gx^2y + Hxy^2 + Ix^3 + Jy^3 \quad (4.5)$$

où $x = (u - g)_0$, $y = (g - r)_0$ et $(A-J) = (-13.13, 14.09, 28.04, -5.51, -5.90, -58.58, 9.14, -20.61, 0.0, 58.20)$.

$$Z = D \sin(b) \quad (4.6)$$

$$M_r = M_{r0} + \Delta M_r \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} M_{r0} = & -5.06 + 14.32 \times (g - i) - 12.97 \times (g - i)^2 \\ & + 6.127 \times (g - i)^3 - 1.267 \times (g - i)^4 \\ & + 0.0967 \times (g - i)^5 \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\Delta M_r = 4.5 - 1.1 \times [\text{Fe}/\text{H}] - 0.18 \times [\text{Fe}/\text{H}]^2 \quad (4.9)$$

4.4.2 Sélection des étoiles du modèle

Nous avons appliqué les mêmes coupures que celles citées pour la sélection des données SDSS ci-dessus. Nous avons en sus ajouté des erreurs photométriques sur les magnitudes observées de nos étoiles. Je rappelle que les magnitudes observées des modèles ont été obtenues en ajoutant aux magnitudes absolues données par les isochrones de Padoue les valeurs d'absorption A_v de Drimmel & Spergel (2001) pour chaque étoile positionnée en (l,b) à une distance au Soleil D . Les erreurs photométriques indiquées dans le catalogue SDSS peuvent être tellement élevées qu'une simple modélisation basée sur la médiane des erreurs serait trop approximative. J'ai donc utilisé directement les erreurs telles que fournies dans le catalogue SDSS pour les appliquer aux étoiles du modèle. Pour prendre en compte la dépendance des erreurs en fonction de la magnitude, j'ai séparé les données SDSS en bandes de 0.05 mag. Pour une étoile de mon modèle, j'ai affecté à chaque magnitude une erreur à l'aide d'une gaussienne centrée en zéro, de dispersion l'erreur de ces données tirée aléatoirement dans la tranche de magnitude où se trouve la magnitude de mon modèle.

Les métallicités $[\text{Fe}/\text{H}]$ du modèle ont été convoluées par une gaussienne centrée sur la valeur $[\text{Fe}/\text{H}]$ de chaque étoile et de dispersion 0.24 dex (Bond et al. 2010).

Dans le modèle, les métallicités $[\text{Fe}/\text{H}]$ sont calculées selon une loi gaussienne. Pour les comparaisons j'ai sélectionné les étoiles du modèle comme pour l'application de la calibration en $[\text{Fe}/\text{H}]$ de Bond et al. (2010) des données SDSS, c'est à dire $0.2 < (g-r)_0 < 0.6$ et $-0.25 + 0.5(u-g)_0 < (g-r)_0 < 0.05 + 0.5(u-g)_0$. Comme l'indique la Figure 4.11, il reste des étoiles du modèle de la branche des sous-géantes à $M_r < 4$ qui n'existent pas après ces mêmes sélections dans les données SDSS. La calibration n'est valable que pour les étoiles jusqu'au turn-off de la séquence principale, ce qui se vérifie bien sur le graphique pour les données SDSS. Les étoiles à $M_r < 4$ doivent donc être introduites dans les comptages. Par conséquent, pour toutes les étoiles à $M_r < 4$ dans mon modèle, j'ai calculé la distance perpendiculaire au plan galactique Z avec les équations 4.6 à 4.8 en utilisant les métallicités $[\text{Fe}/\text{H}]$ de mon modèle.

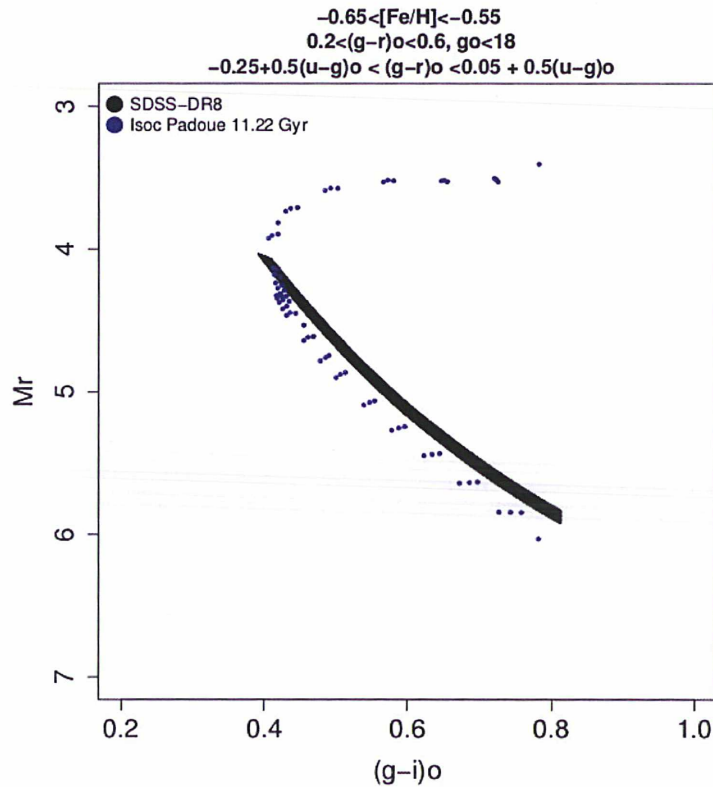


FIGURE 4.11: Magnitude absolue dans la bande r en fonction de $(g-i)_0$ (magnitudes intrinsèques) pour des métallicités entre -0.65 et -0.55 dex. En noir, sont représentées les données SDSS avec la magnitude absolue M_r qui dépend de la métallicité et de $g-i$, comme expliqué Section 2.3.3. En bleu, les magnitudes des isochrones de Padoue à $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.65$, -0.6 , -0.55 pour un âge de 11 Gyr environ sont tracées. On remarque que les contraintes sur $g-r$, explicitées dans le titre du graphique, ne sélectionnent bien que les étoiles de la séquence principale alors que ces mêmes coupures incluent des étoiles sous-géantes dans les isochrones.

	Modèle D7(1)	Modèle D12(1)	Modèle C
$\langle Nb(modèle)/Nb(SDSS) \rangle$ (%)			
$0 < Z(\text{kpc}) < 1$	60	85	100
$1 < Z(\text{kpc}) < 2$	85	120	110
$2 < Z(\text{kpc}) < 3$	130	160	135
<i>Proportions d'étoiles (DM, DE, H) (%)</i>			
$0 < Z(\text{kpc}) < 1$	35,55,10	25,70,5	55,40,5
$1 < Z(\text{kpc}) < 2$	17,66,17	12,75,13	35,50,15
$2 < Z(\text{kpc}) < 3$	5,55,40	4,72,24	18,47,35

TABLE 4.4: Pourcentage d'étoiles des différents modèles par rapport au données SDSS ainsi que les pourcentages de chaque population stellaire : disque mince (DM), disque épais (DE) et halo (H).

4.5 Tendances générales des résultats

La synthèse des résultats obtenus pour tous les modèles et pour tous les graphiques étudiés est donnée Tables 4.5, 4.6. Le nombre d'étoiles SDSS utilisé est de 472000 environ. Dans la Table 4.4 je donne des informations sur les nombres d'étoiles des différents modèles D7(1), D12(1), C par rapport au nombre d'étoiles SDSS ainsi que la proportion d'étoiles de disque mince, disque épais et halo.

Les modèles peuvent surestimer le nombre d'étoiles dans les données pour deux raisons :

1. Les résultats des trois tests sont cohérents : les meilleurs, ou moins bons modèles, le sont dans les trois tests.
2. Les χ^2_{bin} sont les plus élevés pour le test 2 (Z , $[\text{Fe}/\text{H}]$). Ceci n'est pas une surprise, alors que les deux autres tests ne dépendent qu'indirectement de la métallicité des étoiles, elle est explicite ici. La contrainte y est donc plus forte, et demanderait la recherche d'un ajustement de façon plus poussé qu'il n'est pas possible de faire ici. En même temps, notons que c'est aussi le test qui est le plus susceptible d'être affecté par un biais systématique dans la détermination des métallicité et des distances.

On constatera que souvent, le modèle prédit trop d'étoiles par rapport au SDSS. Deux effets interviennent ici. Soit la normalisation du disque épais au voisinage solaire est trop grande (D12(1)), soit l'échelle de longueur du disque est trop petite. Dans ce cas, le nombre d'étoiles générées dans les parties internes (entre le soleil et l'intérieur du disque) est trop grand. Ceci est bien illustré dans le cas des modèles C(2,*). Si la surestimation provient d'un effet de l'échelle de longueur, notons que cet effet n'est pas linéaire. La différence entre un modèle avec une échelle de longueur de 2 kpc et un modèle avec $H_R=3$ kpc est plus grande que la différence entre un modèle à $H_R=3$ kpc et un modèle avec $H_R=4$ kpc. Cet effet s'observe dans les simulations ci-dessous (Tables 4.5, 4.6).

4.6 Résultats des différents modèles

4.6.1 Modèles D(1) “Discontinu”

Dans tous les cas, les modèles avec une normalisation de 7% du disque épais sont meilleurs que les modèles à 12% en terme de χ_{bin}^2 , (quelques soient les tests 1, 2 ou 3, voir par exemple la Figure 4.12). Un examen un peu plus détaillé permet toutefois de nuancer un peu ce diagnostic : dans la tranche $Z \in [0,1]$ kpc, le χ_{bin}^2 du D7(1) est plus mauvais que le χ_{bin}^2 du D12(1). L’examen du nombre d’étoiles montre qu’entre 0 et 1 kpc, D7(1) sous-estime les données, et le D12(1) produit donc un meilleur ajustement dans cette gamme de distance. Au contraire, à plus grande distance du plan $[2,3]$ kpc, le modèle D7(1) est meilleur, ce qui suggère qu’un ajustement de l’échelle de hauteur serait également souhaitable. On peut donc penser qu’un modèle D(1) avec une plus forte normalisation au voisinage du Soleil et une échelle de hauteur plus petite permettrait d’obtenir un meilleur accord général. Bien que l’effet soit faible, on peut également remarquer que, dans le modèle D(1), pour une échelle de longueur pour le disque mince, les modèles avec les échelles de longueur plus grandes pour le disque épais donnent un ajustement légèrement meilleur (voir aussi les figures de l’Annexe B). Cet effet ne se voit pas sur la tranche en Z la plus proche du plan, l’intervalle en R étant alors trop faible, mais ressort pour $Z \in [2-3]$ kpc. De même, l’effet d’une échelle de longueur plus petite dans le disque mince est visible dans le modèle D7(1), où le nombre (en milliers) d’étoiles produit avec D7(2,*) est entre 528-560, D7(3,*) entre 498-536, et D7(4,*) entre 499-535. Cet effet est limité parce que les étoiles du disque épais dominant dans les comptages. Dans le cas du modèle D12(1) où la proportion d’étoiles du disque épais est encore augmenté, cet effet semble être perdu dans le bruit.

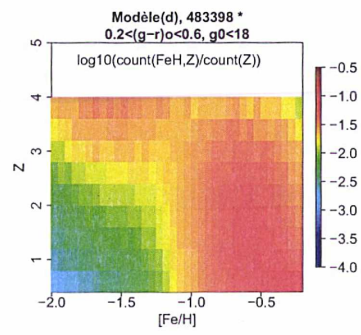
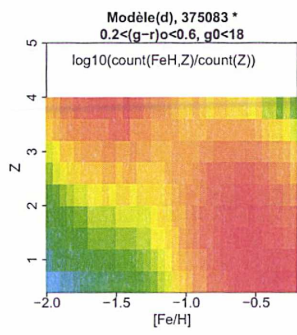
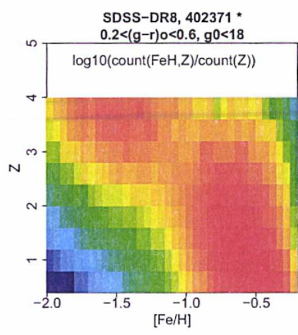
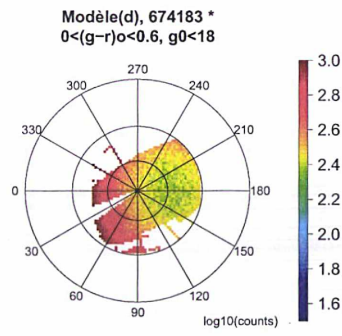
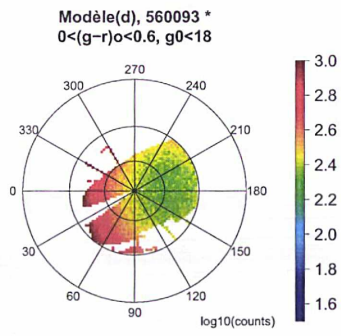
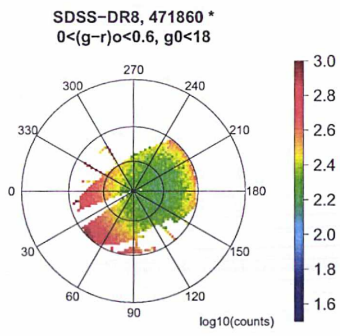
Modèle D7(1) "discontinu", norm(DE)=7%								
H_R		Nb * x10 ³	Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b)	Plot(l,b)	plot(l,b)
(DM)	(DE)		χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	0<Z<1 kpc	1<Z<2 kpc	2<Z<3 kpc
2	2	~560	22±1	343±33	112±9	11±0.3	4±0.2	14±0.9
2	3	~528	11±0.7	338±29	89±7	13±0.4	5±0.2	9±0.5
2	4	~543	13±0.6	304±31	98±7	11±0.3	5±0.2	11±0.6
3	2	~536	14±0.9	337±29	90±7	13±0.4	5±0.2	12±0.8
3	3	~498	7±0.4	327±29	77±7	15±0.4	8±0.3	6±0.3
3	4	~508	8±0.4	301±30	85±7	13±0.4	8±0.3	7±0.4
4	2	~535	12±0.7	328±32	94±8	12±0.3	5±0.2	11±0.7
4	3	~516	9±0.5	307±30	87±7	13±0.4	7±0.2	8±0.4
4	4	~499	8±0.4	297±30	80±7	14±0.4	9±0.3	7±0.4

Modèle D12(1) "discontinu", norm(DE)=12%								
H_R		Nb * x10 ³	Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b)	Plot(l,b)	plot(l,b)
(DM)	(DE)		χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	0<Z<1 kpc	1<Z<2 kpc	2<Z<3 kpc
2	2	~674	74±3	480±54	267±19	6±0.2	11±0.7	37±2
2	3	~658	55±2	414±50	244±18	5±0.2	9±0.4	26±1
2	4	~675	65±1	448±55	272±20	5±0.2	13±0.5	30±1
3	2	~674	70±3	483±53	270±20	5±0.2	11±0.7	38±2
3	3	~636	45±1	383±43	205±15	6±0.2	6±0.3	23±1
3	4	~620	39±1	344±38	175±13	6±0.2	8±0.3	21±1
4	2	~663	62±2	450±52	253±18	5±0.2	10±0.7	35±2
4	3	~603	31±1	319±40	167±12	6±0.2	5±0.2	18±1
4	4	~658	58±1	410±47	235±18	5±0.2	13±0.5	28±1

TABLE 4.5: χ^2_{bin} des modèles D7(1) et D12(1) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 7 et 12% pour différentes échelles de longueur H_R du disque mince et du disque épais.

Modele 2 "continu"								
H _R		Nb * x10 ³	Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b)	Plot(l,b)	plot(l,b)
(DM)	(DE)		χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	0<Z<1 kpc	1<Z<2 kpc	2<Z<3 kpc
2	2	~617	40±2	324±29	123±10	5±0.2	6±0.5	16±1
2	3	~739	105±3	634±48	310±18	10±0.3	25±0.8	30±1
2	4	~755	116±2	700±51	347±19	11±0.3	33±0.8	35±1
3	2	~538	11±0.7	301±25	67±8	6±0.2	4±0.2	7±0.5
3	3	~622	37±1	339±29	130±10	4±0.2	6±0.3	12±0.6
3	4	~609	33±0.9	324±25	113±9	4±0.1	7±0.3	13±0.6
4	2	~528	9±0.6	270±25	70±8	6±0.2	5±0.2	6±0.4
4	3	~592	27±0.7	275±27	107±10	4±0.1	6±0.2	9±0.5
4	4	~605	34±0.9	295±27	116±10	4±0.2	8±0.3	11±0.6
3.7/2	1.8	~438	7±0.5	339±29	59±5	14±0.4	14±0.2	6±0.5

TABLE 4.6: Comme Table 4.5 mais pour le modèle C "continu". La dernière ligne représente le modèle avec les paramètres de Bovy et al. (2012a, b) pour lequel les échelles de longueur varient de 3.7 à 1.8 kpc (Table 4.2).



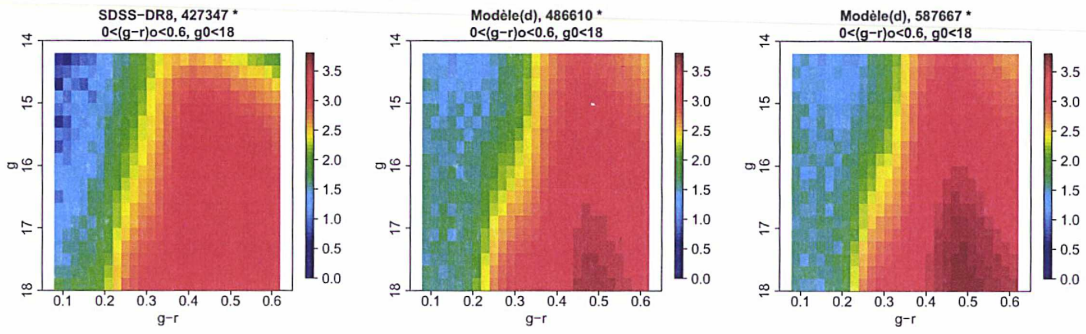


FIGURE 4.12: Graphiques (l, b) , $([Fe/H], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche), le modèle D7(2,2) (milieu) et le modèle D12(2,2) (droite).

4.6.2 Modèles C "Continu"

Dans le cas des modèles C, l'effet de l'échelle de longueur du disque mince se voit encore mieux. On a (en milliers d'étoiles) $C(2,*)$ 617-755, $C(3,*)$ 538-622, $C(4,*)$ 528-605. La raison vient de ce que les sous-populations vieilles du disque mince ont des échelles de hauteur plus importantes, donc la proportion d'étoiles qualifiées de disque mince est plus importante à grande distance du plan galactique. Cependant, on observe que l'effet de l'échelle de longueur du disque épais est inverse à ce qui a été constaté pour les modèles D(1) : plus l'échelle de longueur du disque épais est petite, meilleur est l'ajustement. Pour chaque échelle de longueur du disque mince, les modèles $C(*,2)$ (avec la plus petite échelle de longueur du disque épais) reproduisent mieux les données, Ce résultat va tout à fait dans le sens de l'étude de Bovy et al. (2012a, b) : un modèle continu ne reproduit mieux les données qu'à la condition que l'échelle de longueur du disque épais soit petite (2 kpc), et inférieure à celle du disque mince. L'explication est la suivante : dans le modèle continu, les étoiles qualifiées de disque mince produisent plus d'étoiles à grande distance du plan que dans le modèle discontinu, en raison de la continuité d'échelle de hauteur avec le disque épais. Un disque mince avec une petite échelle de longueur (2-3 kpc) produit en général trop d'étoiles. Un meilleur ajustement est donc obtenu pour les modèles $C(4,*)$, parce qu'ils produisent, dans l'absolu, moins d'étoiles que les modèles $C(2,*)$ ou $C(3,*)$ (mais on peut noter que les modèles $C(3,*)$ sont proches des modèles $C(4,*)$). Dans la tranche de Z la plus élevée cependant (2-3 kpc), le petit différentiel d'étoiles entre les parties internes et externes, qui ne peut être corrigé par l'échelle de longueur du disque mince (pour la raison qui vient d'être mentionnée : cela se ferait au prix d'un nombre absolu d'étoiles trop élevé), est compensé par celle du disque épais.

Le meilleur modèle de disque continu est ainsi le $C(4,2)$ (voir également la Figure 4.13).

4.7 Peut-on décider d'un "meilleur" modèle ?

Peut-on établir une hiérarchie entre les modèles C et D ? Définir un "meilleur" modèle D7(1) n'est pas facile, et plusieurs modèles avec des combinaisons différentes d'échelles de longueur des disques mince et épais pourraient être choisies. Ainsi, par exemple, les modèles D7(3,3), ou D7(3,4), ou D7(4,4) remplissent cette condition. Comparé à chacun d'eux, cependant, le modèle $C(4,2)$ est formellement supérieur, mais de peu.

Peut-on améliorer le modèle D(1) ?

Même si le modèle D(1) a été choisi avec une discontinuité d'échelles de hauteur d'avec le disque épais, les échelles de hauteur adoptées pour le disque mince, dans le modèle D(1) sont assez grandes. Par exemple, pour un âge de 10 Gyr, la formule du tableau 4.1 donne 550pc, à comparer avec l'échelle de hauteur du disque épais qui est de 800 pc. La différence n'est donc pas si grande, et il est intéressant de regarder dans quelle direction pourrait varier la qualité des ajustements si on augmente la différence entre les échelles de hauteur du disque mince et celle du disque épais. Le modèle est donc un peu plus discontinu. Pour ce faire, nous avons adopté un deuxième modèle discontinu D(2), en gardant l'échelle de hauteur du disque épais, mais en adoptant des échelles de hauteur du disque mince plus petites pour les étoiles les plus vieilles. Ainsi, à 10 Gyr, l'échelle de hauteur est maintenant de 380 pc. Ces nouvelles caractéristiques du disque mince

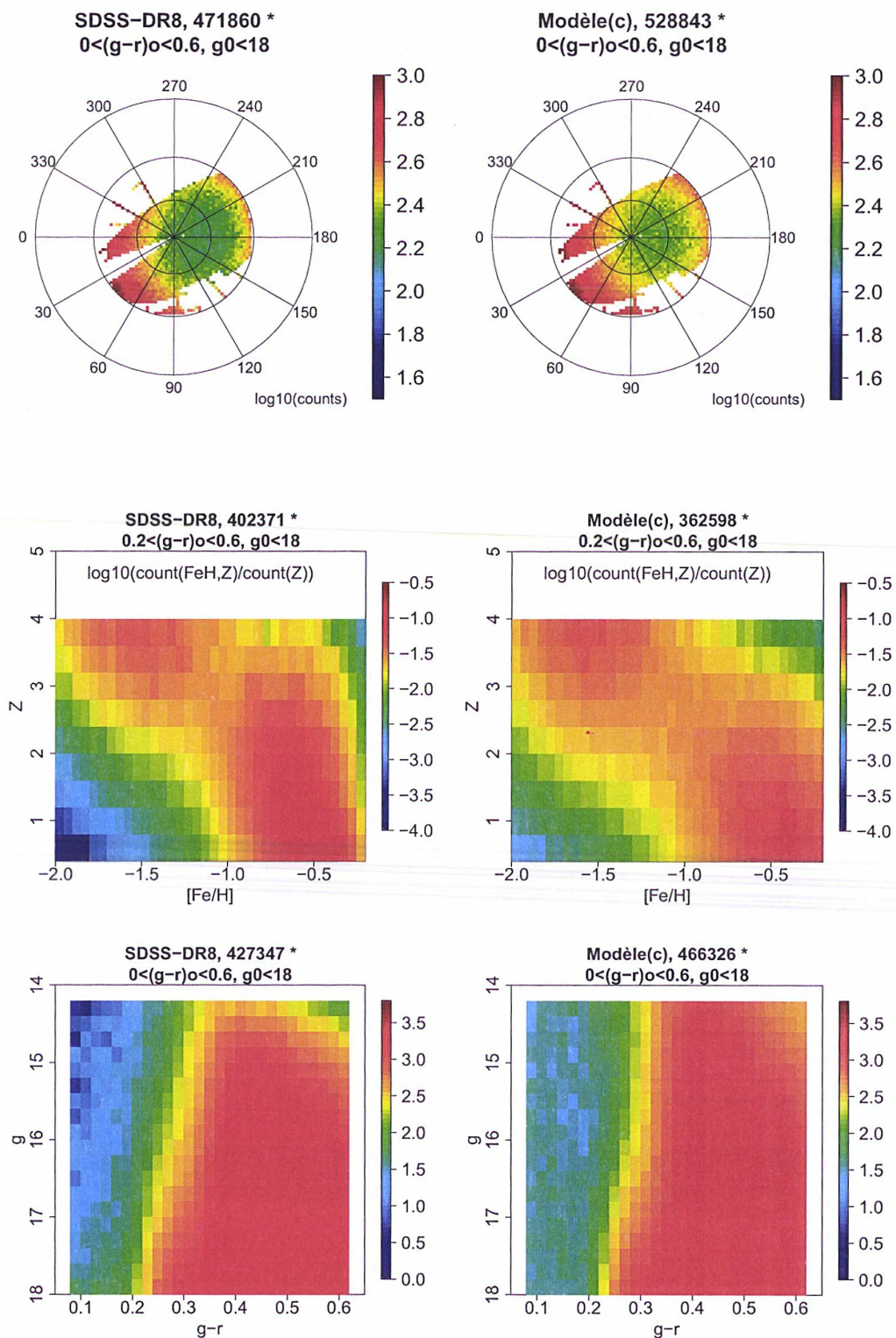


FIGURE 4.13: Graphiques (l,b), $([\text{Fe}/\text{H}], Z)$ et diagramme de Hess g vs $g-r$ pour les données du SDSS (gauche) et le modèle C(4,2) (droite).

Modèle D(2)	
Age (Gyr)	H_Z (pc)
0–0.5	174
0.5–1	174
1–1.5	217
1.5–2	217
2–2.5	287
2.5–4	343
4–6	378
6–10	380

TABLE 4.7: Echelles de hauteur H_Z du disque mince du modèle D(2). Les autres paramètres sont ceux du modèle D(1), Table 4.1. Les échelles de hauteur du disque mince suivent approximativement ce qui a été trouvé dans le modèle de Besançon (voir Robin et al. 2003).

sont résumées dans la Table 4.7. Elles sont en fait assez proches des caractéristiques du disque mince dans le modèle de Besançon. Comme le montre les résultats des simulations des Tables 4.8, ce nouveau modèle n'améliore pas les ajustements. La raison essentielle vient de ce que les échelles de hauteur des populations d'âge intermédiaire dans le disque restent substantiellement élevées, produisant un nombre d'étoiles toujours trop important par rapport aux observations.

Pour essayer de diminuer le nombre d'étoiles générées dans le modèle D(2), il est possible de choisir des échelles de hauteur plus petites. L'incertitude sur la relation âge- σ_W et du potentiel galactique permet de penser que l'échelle de hauteur des populations vieilles du disque mince pourrait être de l'ordre de 250 pc. Un autre modèle D(3) a donc été choisi, en baissant les échelles de hauteur des populations du disque à 250 pc au-delà de 2 Gyr. De plus, pour tenir compte de ce qui a été constaté sur les modèles D7(1) et D12(1), nous prenons donc une normalisation de 12% pour le disque épais, avec une échelle de hauteur à 600 pc. Trois simulations ont été faites pour ce modèle : (2,4), (3,3) et (4,2). Les résultats, Table 4.9, sont très semblables pour les trois simulations. L'inspection du nombre d'étoiles montre cependant que le modèle est cette fois systématiquement en-dessous des données.

Modèle D7(2) "discontinu"								
		Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b)	Plot(l,b)	plot(l,b)	
		χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	0<Z<1 kpc	1<Z<2 kpc	2<Z<3 kpc	
H _R	Nb *							
(DM)	(DE)	x10 ³						
2	2	~672	67±3	446±71	283±23	7±0.2	4±0.3	14±1
2	3	~618	36±1	385±60	205±18	9±0.3	5±0.2	8±0.5
2	4	~604	30±1	386±61	196±18	9±0.3	6±0.2	7±0.4
3	2	~625	39±2	386±62	215±18	8±0.3	4±0.2	10±0.7
3	3	~636	43±1	375±62	243±20	7±0.2	4±0.2	9±0.5
3	4	~611	37±1	384±53	200±17	9±0.3	7±0.2	8±0.4
4	2	~638	43±1	410±62	236±20	8±0.2	4±0.2	10±0.7
4	3	~648	50±1	400±68	262±23	7±0.2	5±0.2	9±0.5
4	4	~661	59±1	382±70	286±21	6±0.2	6±0.2	11±0.5
Modèle D12(2) "discontinu"								
		Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b)	Plot(l,b)	plot(l,b)	
		χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	0<Z<1 kpc	1<Z<2 kpc	2<Z<3 kpc	
H _R	Nb *							
(DM)	(DE)	x10 ³						
2	2	~774	144±5	585±95	502±32	5±0.2	14±1	36±2
2	3	~754	117±3	532±87	433±28	4±0.2	10±0.4	25±1
2	4	~768	126±2	538±90	482±31	4±0.2	15±0.5	27±1
3	2	~737	105±3	501±87	411±27	5±0.2	8±0.5	26±2
3	3	~787	142±2	595±101	536±36	4±0.2	17±0.5	29±1
3	4	~782	140±2	574±98	518±34	4±0.2	18±0.6	30±1
4	2	~776	134±4	590±91	490±31	4±0.2	14±0.8	37±2
4	3	~762	122±2	539±85	452±29	4±0.2	13±0.5	27±1
4	4	~779	140±2	562±93	508±33	4±0.1	17±0.6	29±1

TABLE 4.8: χ^2_{bin} des modèles D7(2) et D12(2) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 7 et 12% pour différentes échelles de longueur H_R du disque mince et du disque épais. Ici les échelles de hauteur du disque mince sont celles de la Table 4.7 variant de 170 à 380 pc environ.

Modèle D12(3) "discontinu"								
		Plot(l,b)	Plot([Fe/H],Z)	CMD	Plot(l,b) 0<Z<1 kpc	Plot(l,b) 1<Z<2 kpc	plot(l,b) 2<Z<3 kpc	
H _R (DM) (DE)	Nb * x10 ³	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	χ^2_{bin}	
2	4	~410	9±0.3	302±27	91±8	15±0.4	18±0.5	5±0.2
3	3	~400	10±0.3	286±28	94±7	15±0.4	18±0.4	5±0.2
4	2	~421	7±0.3	280±27	84±7	14±0.4	14±0.3	4±0.2

TABLE 4.9: χ^2_{bin} des modèles D12(3) "discontinu" avec une normalisation du disque épais de 12% pour des échelles de longueur du disque mince et disque épais (2,4), (3,3) et (4,2) kpc. Les échelles de hauteur du disque mince correspondent à ce qui est indiqué dans la Table 4.7 jusqu'à 2 Gyr, puis $H_Z=250$ pc au-delà de 2 Gyr.

EN RESUME :

Dans ce quatrième chapitre, je détaille les données du Sloan Digital Sky Survey (SDSS) qui seront utilisées pour les comparaisons avec le modèle décrit chapitre trois. J'y expose notamment les différents courants stellaires découverts avec ce relevé d'étoiles. Les différents modèles réalisés dans ce travail de thèse sont ensuite décrits : un modèle avec un disque continu (C) et un modèle avec un disque discontinu (D). Nous avons fait varier l'échelle de longueur du disque mince et du disque épais dans ces modèles. Celle-ci varie de 2 à 3 kpc pour chacun de ces disques. Pour le modèle discontinu, deux valeurs de normalisation locale du disque épais ont été étudiées, une à 7% (modèle D7) et une à 12% (modèle D12) de la densité locale du disque mince. Par conséquent, une trentaine de simulations ont été effectuées pour l'ensemble des modèles (C, D7, D12). Les graphiques de comparaisons sont des graphiques de projection longitude-latitude, des graphiques de distance perpendiculaire au plan galactique Z par rapport à la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ et des diagrammes couleur-magnitude ($g-r,g$). Les résultats obtenus montrent qu'en terme de nombre d'étoiles générées, c'est le modèle D7 qui est le plus proche des observations SDSS et qui donne les meilleurs χ^2 . Pour ce modèle, les plus faibles χ^2 sont généralement observés pour des échelles de longueur du disque épais élevées (3-4 kpc). Pour des distances Z entre 0 et 1 kpc, le nombre d'étoiles est sous-estimé par rapport au nombre d'étoiles SDSS tandis qu'il est sur-estimé entre 2 et 3 kpc (l'effet est encore plus important pour le modèle D12). Une augmentation de la densité locale du disque épais et une diminution de l'échelle de hauteur du disque épais n'améliorent pas les résultats significativement. Pour le modèle C, ce sont les échelles de longueur du disque épais petites (2 kpc) qui donnent les meilleurs ajustements aux données observées SDSS, particulièrement pour une échelle de longueur du disque mince et du disque épais de 4 et 2 kpc respectivement.

Conclusions et perspectives

Plusieurs études ont été menées pendant cette thèse. Premièrement, une étude du disque épais galactique a été réalisée à l'aide des données CFHTLS/SDSS comparées au modèle standard de Besançon. Cette étude a mené à la conclusion que le disque de la Galaxie pourrait ne pas être décrit par deux disques nettement distincts (disque mince, épais) comme le suggèrent des études récentes. Les deux disques pourraient ne former qu'une entité.

Dans un deuxième temps, un nouveau modèle de comptage d'étoiles de la Galaxie a été mis au point. La masse des données photométriques disponibles aujourd'hui pour étudier la structure galactique est considérable, aussi bien en quantité (surface angulaire et magnitudes limites) qu'en qualité (très bonne photométrie). Par ailleurs, les études de ces dernières années sur le voisinage du Soleil ont précisé les caractéristiques du disque épais (âge, chimie, cinématique), fournissant de nouvelles raisons pour tenter d'approfondir notre connaissance de cette population. Ce nouveau modèle, basé sur les modèles stellaires les plus récents, permet de simuler rapidement la Galaxie à hautes latitudes (hors extinction forte) sur de grandes échelles et de permettre ainsi l'analyse des grands surveys présents (2MASS, SDSS) ou à venir (Gaia, LSST, SkyMapper, etc).

Le modèle a été utilisé en le comparant aux données grand champ du SDSS pour essayer de caractériser le disque épais. Nous avons mené ce travail dans le contexte des résultats les plus récents : le disque épais est-il distinct ou non du disque mince (Bovy et al. 2012a, b) ? Son échelle de longueur est-elle plus petite (Bensby et al. 2011, Cheng et al. 2012a, Bovy et al. 2012a, b) ? Deux classes de modèles ont été étudiés : d'une part un modèle avec un disque mince distinct du disque épais et d'autre part un modèle avec un disque continu en métallicité, échelles de hauteur et échelles de longueur, inspiré des travaux de Bovy et al. (2012a, b). Pour ces deux types de modèle, nous avons alors étudié l'effet du changement d'échelle de longueur dans les disques mince et épais, et de la normalisation locale, dans le cas du modèle avec un disque épais distinct. Nous avons mis en évidence qu'un modèle de disque discontinu avec une normalisation locale du disque épais de 12% était très éloigné des données et ne permettait pas de reproduire les comptages (quelques soient les échelles de longueur). Le nombre d'étoiles est surestimé de manière générale et plus particulièrement à des distances perpendiculaires au plan galactique Z

entre 2 et 3 kpc. Un disque épais avec une normalisation locale de 7% permet d'améliorer significativement l'ajustement aux données, en baissant le nombre total d'étoiles, mais le détail des comparaisons montre que le modèle sous-estime les comptages observés, à des distances Z inférieures à 1 kpc, suggérant qu'un meilleur ajustement pourrait être obtenu en augmentant la normalisation locale et en diminuant l'échelle de hauteur du disque épais.

Le modèle continu avec des échelles de longueur du disque mince et du disque épais de 4 et 2 kpc respectivement donne les meilleurs ajustements. Ce résultat confirme, sur un ensemble de données différent (les données photométriques du SDSS) les résultats de Bensby et al. (2011), Cheng et al. (2012a), Bovy et al. (2012a, b).

Dans quelles directions peut-on améliorer ces résultats ?

Notre étude doit être complétée par une recherche systématique d'un meilleur ajustement dans l'espace des paramètres qui nous a occupé ici : normalisation dans le plan, échelles de hauteur, échelles de longueur, structure des deux disques (continuité/ discontinuité). Nous avons défini les outils pour mener à bien ces comparaisons, mais il reste à les mener au bout, pour permettre de comprendre en particulier si les données photométriques du SDSS permettraient de résoudre définitivement le problème de l'unicité du disque. Enfin, il serait intéressant de réussir à définir une calibration plus étendue en métallicité $[Fe/H]$. En effet, avec la calibration de Bond et al. (2010) nous sommes limités par les contraintes en couleur d'application de cette méthode. Il n'est pas possible de sonder des métallicités à plus de -0.2 dex ce qui nous empêche d'étudier le disque mince dans sa globalité (sa métallicité moyenne étant de 0 dex environ dans le plan galactique).

A plus long terme, les perspectives de ces travaux sont variées, que ce soit pour l'utilisation des modèles pour l'exploitation des données grand champ, ou pour notre connaissance de la nature du disque épais.

Tout d'abord, notons qu'une méthode de comparaison entre modèles et données reste à définir sur de grandes surfaces du ciel. Des tentatives ont déjà été faites (cf par exemple, Larsen & Humphreys 2003, Chang et al. 2011). Avec l'arrivée des grands relevés dans les prochaines années, cette question sera posée avec encore plus d'actualité. Notons ici que, même si les différentes méthodes de comparaisons utilisées jusqu'ici arrivent à mettre en évidence un "meilleur modèle", l'écart qui subsiste entre modèles et données va bien au-delà des simples erreurs poissonniennes. On peut penser à au moins deux raisons : présences de structures non-détectées, ou inadéquation des modèles utilisés, qui peuvent nécessiter de mieux prendre en compte la physique galactique (on peut penser par exemple à l'utilisation presque universelle des lois exponentielles, mais dont la justification est essentiellement empirique).

Concernant le modèle en lui-même, celui-ci est composé actuellement d'un disque (disque mince, disque épais) et d'un halo. Pour étendre son utilisation, il sera nécessaire d'ajouter la modélisation de la population du bulbe, et d'adopter les dernières cartographies de l'extinction interstellaire. Cela permettra d'étendre l'utilisation du modèle vers les bandes infrarouge proche (Survey VVV). Le modèle est flexible et aisément modifiable. Un certain niveau de complexité dans la description des populations peut être encore pris en compte (bimodalité du halo, gradients de métallicité, etc...).

Explications sur la loi de densité stellaire radiale $\rho(R)$

A.1 Utilisation de $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$

On a vu Section 3.1.2 que $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$ en coordonnées cylindriques. Dans l'étude de Jurić et al. (2008), il n'est pas clair si la loi de densité radiale utilisée est $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$ ou $\rho_i(R) \propto \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$. En effet, ils découpent la Galaxie en différents cubes de coordonnées cartésiennes X, Y, Z, dans lesquels ils moyennent la densité pour tous les angles $\varphi = \arctan(Y/X)$. Par conséquent, la densité calculée est surfacique. Dans mon modèle, je simule les étoiles dans toute la Galaxie, pas dans une région particulière.

Je dois donc en réalité simuler $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$.

Pour s'en convaincre, une petite expérience : si je veux générer une distribution uniforme de points dans le plan X-Y, la première idée serait de générer aléatoirement R entre 0 et R, et φ entre 0 et 2π . Mais l'utilisation de cette méthode amène à une distribution ayant un excès de points au centre et donc non uniforme (voir Figure à gauche A.1). Il faut générer ainsi plus d'étoiles à grand rayon afin de pouvoir obtenir cette distribution uniforme et donc tenir compte du facteur d'intégration suivant R qui est R dR. Ainsi il y a plus d'étoiles à grande distance, la distribution est uniforme (exemple Figure de droite A.1).

Pour illustrer l'erreur que ça apporterait au modèle, j'ai réalisé une simulation de la densité suivant R qui suit la loi exponentielle $\rho_i(R) \propto \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right)$, ainsi qu'une simulation de la densité suivant la loi $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$ (Fig A.2). Sur cette figure on remarque bien que si j'utilise dans mon modèle une loi exponentielle qui ne tient pas compte de l'intégration en R sur toute la surface (à gauche), alors j'ai beaucoup plus de points au centre de la Galaxie et peu sur les "bords". Etant donné que dans mon modèle je veux générer des étoiles dans toute la Galaxie, je dois utiliser la deuxième loi exponentielle pour calculer les valeurs des distances R. En effet $f(X,Y,Z) = \left| \frac{\partial f}{\partial(R,\varphi,Z)} \right| F(R,\varphi,Z) = R e^{-\frac{R}{L}} e^{-\frac{Z}{H}}$, $F(R,\varphi,Z) = f(R \cos \varphi, R \sin \varphi, Z)$.

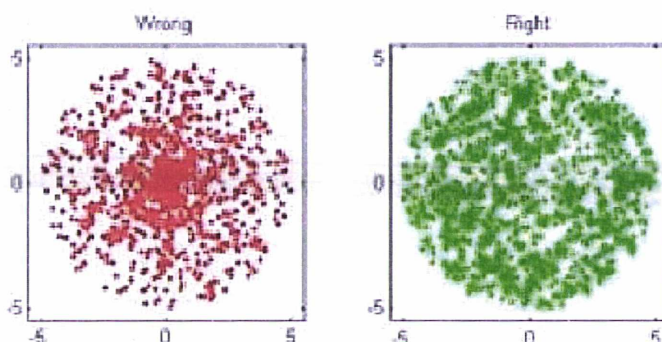


FIGURE A.1: Exemple de génération de points suivant une loi uniforme. A gauche une distribution incorrecte, à droite la distribution correcte.

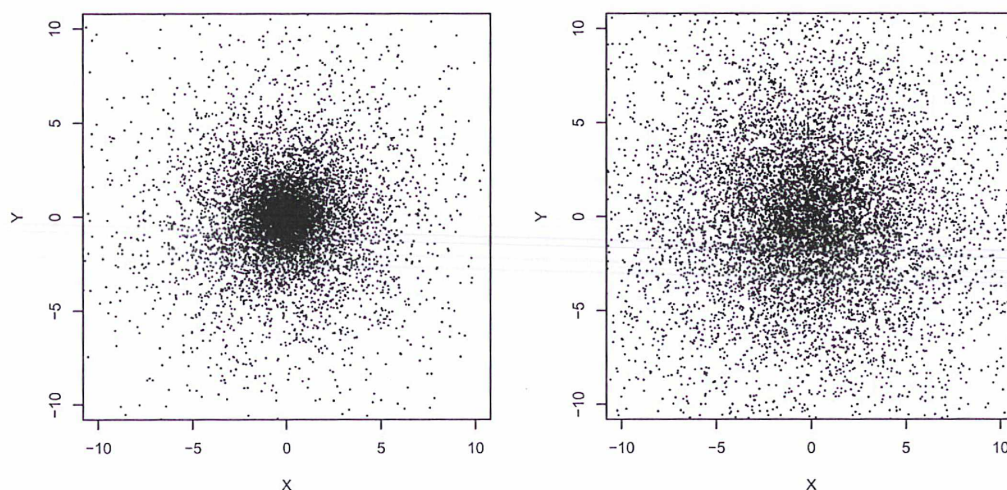


FIGURE A.2: Distributions des étoiles en coordonnées cartésiennes X, Y . Simulations des distances galactocentriques R à l'aide d'une exponentielle par unité de surface (gauche) et d'une exponentielle totale dans le plan (droite).

A.2 Preuve de la solution de l'intégrale de la fonction de répartition en R

Je montre ici que simuler les distances galactocentriques R par $-L \ln(u_1 u_2)$, Eq 3.7, u_1 et u_2 étant des variables qui suivent une loi uniforme entre 0 et 1, correspond bien à la loi de densité $\rho_i(R) \propto R \exp\left(\frac{-R}{L_i}\right) dR$.

Soit u une variable qui suit une loi uniforme (la densité de probabilité est telle que $f(u)=1$), alors $y = -L \ln(u)$ suit une loi exponentielle de paramètre $1/L$ car :

$$f(y) = \left| \frac{du}{df(y)} \right| f(u) = \frac{u}{L} f(u) = \frac{u}{L} = \frac{1}{L} e^{(-\frac{y}{L})}$$

On en déduit le calcul de R de l'équation 3.7 comme une somme de deux lois exponentielles :

$$R = -L \ln(u_1 u_2) = -L \ln(u_1) - L \ln(u_2)$$

La somme de deux lois indépendantes est leur convolution, d'où la densité de probabilité en R :

$$f(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(R - x)g(x)dx = \int_0^R \frac{1}{L} e^{-\frac{(R-x)}{L}} \frac{1}{L} e^{-\frac{x}{L}} dx = \frac{1}{L^2} R e^{-\frac{R}{L}}$$

Ceci montre bien que simuler les distances R par $-L_i \ln(u_1 u_2)$ correspond bien à une densité $\rho(R) \propto R \exp\left(-\frac{R}{L}\right) dR$.

ANNEXE

B

Quelques graphiques en plus des
comparaisons SDSS/modèles du
Chapitre 4