



**HAL**  
open science

# Reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée par l'étude de son système d'amas globulaires et de ses étoiles de champ

Ingrid Jean-Baptiste

► **To cite this version:**

Ingrid Jean-Baptiste. Reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée par l'étude de son système d'amas globulaires et de ses étoiles de champ. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2016. Français. NNT: 2016PSLEO004 . tel-01461353

**HAL Id: tel-01461353**

**<https://theses.hal.science/tel-01461353>**

Submitted on 8 Feb 2017

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres  
PSL Research University

Préparée à l'Observatoire de Paris

Reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée par l'étude  
de son système d'amas globulaires et de ses étoiles de champ

**Ecole doctorale n°127**

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE - ED 127

**Spécialité ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE**

**Soutenue par**

Ingrid **JEAN-BAPTISTE**

**le 22 septembre 2016**

Dirigée par

Paola **DI MATTEO**

Ana **GOMEZ**

Misha **HAYWOOD**

**COMPOSITION DU JURY :**

M. IBATA Rodrigo  
Observatoire de Strasbourg, Rapporteur

M. REVAZ Yves  
Observatoire de Sauverny, Rapporteur

M. CAPUZZO DOLCETTA Roberto  
Université de Rome, Membre du jury

Mme. FIGUERAS Francesca  
Université de Barcelone, Membre du jury

M. PELAT Didier  
Observatoire de Paris, Membre du jury

---

# Remerciements

Parce que ce manuscrit qui synthétise trois ans de travail est également le fruit d'une collaboration, je souhaite, en quelques lignes, exprimer ma gratitude aux personnes qui ont contribué de près ou de loin à sa réalisation.

Pour commencer, je remercie mes directeurs de thèse, Paola Di Matteo, Ana Gómez et Misha Haywood pour leur patience, leurs encouragements et leurs conseils avisés. Je remercie plus chaleureusement Paola pour avoir su orienter judicieusement mes recherches lorsque nécessaire.

J'exprime tous mes remerciements aux Membres du Jury, Rodrigo Ibata, Yves Revaz, Didier Pelat, Roberto Capuzzo Dolcetta et Francesca Figueras pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon travail.

J'adresse toute ma gratitude à l'équipe de Physique Stellaire et Galactique du GEPI pour leur accueil chaleureux et je remercie en particulier Nicolas Leclerc pour son soutien en informatique et Olga Martins pour toutes les discussions bien agréables.

Mes remerciements à la Région Île-de-France qui, à travers le Domaine d'Intérêt Majeur ACAV, a soutenu financièrement ce projet.

Je remercie Julie Baudens, Jérôme Lancry, Charlotte Bourgeois et Sarah Coutinho pour leur amitié de longue date très chère à mon cœur et qui fut très précieuse pour mener à bien cette aventure.

Je remercie du fond du cœur ma mère, ma tante, mon frère et ma grand-mère pour leur soutien, leurs encouragements et leur présence des plus réconfortantes et bienveillantes. Enfin, mes dernières pensées vont à mon grand-père pour qui je dédie cette thèse de doctorat. Ton empreinte a profondément marqué mon histoire et continuera de marquer mon avenir...

---

# Résumé

Cette thèse a pour objectif de contribuer à comprendre l'histoire de formation de notre Galaxie, la Voie lactée, en utilisant pour traceurs des objets parmi les plus vieux de l'univers que sont les amas globulaires, amas d'étoiles denses liées gravitationnellement, et les étoiles de champ.

Selon le modèle de croissance hiérarchique des structures, les galaxies se construisent, en partie, par la fusion de galaxies moins massives. La Voie lactée ne fait pas exception et l'histoire de ses accrétions peut se lire également dans sa population d'amas globulaires qui contient à la fois des amas globulaires formés en son sein et d'autres d'origine extragalactique. Si les amas globulaires les plus distants du centre Galactique sont souvent associés au halo externe, dans les régions plus internes, où se situe la plupart de la masse stellaire de notre Galaxie, l'association d'amas globulaires avec les populations stellaires est encore très largement débattue.

Dans ce travail, nous utilisons le lien étroit entre les amas globulaires et les étoiles de champ ainsi que des simulations numériques pour tenter de lever l'ambiguïté sur l'origine in situ ou accrétée de ces objets et reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée. Dans un premier temps, nous étudions la distribution spatiale, la cinématique et l'abondance chimique des amas globulaires à forte métallicité. Nous montrons que leurs propriétés spatiales, dynamiques et chimiques sont en bon accord avec celles de la population stellaire du disque épais de la Galaxie. Nous suggérons alors une époque commune de formation et d'évolution entre les amas globulaires riches en métaux et le disque épais vieux de la Galaxie. Dans un second temps, nous analysons l'efficacité des diagnostics cinématiques qui ont été proposés pour identifier les débris d'accrétion parmi les étoiles de champ et nous discutons leurs applications aux amas globulaires galactiques. Pour ce faire, nous utilisons des simulations numériques auto-consistantes qui modélisent l'accrétion d'une ou plusieurs galaxies satellites dans un potentiel galactique. Nous montrons, d'une part, que les intégrales du mouvement ne sont pas conservées durant le processus d'accrétion et qu'ainsi, à l'issue de la fusion, les étoiles et les amas globulaires accrétés ne retiennent pas l'information initiale sur les propriétés orbitales de leurs satellites progéniteurs. D'autre part, l'interaction avec des galaxies satellites chauffe les populations in situ (étoiles et amas globulaires) qui, en réaction, peuplent spatialement le halo galactique et les régions préférentiellement occupées par des objets d'origine extragalactique dans les espaces cinématiques.

En conséquence, ce travail montre que, dans le contexte de l'arrivée des données Gaia, l'identification des débris d'accrétion au sein de la Voie lactée à l'aide des seuls diagnostics cinématiques sera difficile, et nécessitera l'utilisation de mesure d'abondances chimiques détaillées.

---

# Abstract

The goal of this thesis is to contribute to understand the formation history of our Galaxy, the Milky Way, using as tracers some among the oldest objects in the universe, the globular clusters, and field stars.

In the  $\Lambda$ CDM paradigm, one of the main mechanisms of galaxy growth is by means of satellites accretion. The Milky Way is no exception and the history of its accretions can be read also in its population of globular clusters, containing both in-situ and accreted members. While for clusters at large distances from the Galactic centre an extragalactic origin is often proposed, in the inner regions, where most of the stellar mass of our Galaxy lies, the link between globular clusters and stellar populations is still very widely debated.

In this work, we use the close link between globular clusters and field stars, as well as numerical simulations, to try to remove the ambiguity on the in-situ or accreted origin of these objects and to reconstruct the accretion history of the Milky Way. As a first step, we study the spatial distribution, kinematics and chemical abundances of metal-rich ( $[Fe/H] > -1$ ) globular clusters. We show that their spatial, kinematic and chemical properties are in good agreement with those of the stellar population of the thick disk of the Galaxy. We then suggest that metal-rich globular clusters and Galactic thick disk share the same epoch of formation and evolution. Secondly, we analyze the overall efficiency of kinematic diagnostics that have been proposed to identify merger debris among the field stars and discuss their application to the galactic globular cluster system. To do this, we use self-consistent numerical simulations that model the accretion of one or more satellite galaxies in a Milky Way-like potential. On the one hand, we show that the integrals of motion are not conserved during the accretion process. As a result, after the merger, accreted stars and globular clusters do not retain the initial information about the orbital properties of their progenitor satellites. On the other hand, mergers of small galaxies and tidal interactions may cause the heating of the in-situ populations (stars and globular clusters) which, in response, populate the galactic halo and the regions in the kinematic spaces preferentially occupied by objects with an extragalactic origin.

In the context of the arrival of Gaia data, this work shows that the identification of debris of past accretion events experienced by the Milky Way using only kinematic diagnostics will be extremely challenging. Detailed chemical abundances and/or ages will be fundamental to disentangle the accreted or in-situ nature of the Galactic stellar populations.



---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
1.1	Les grandes structures de la Voie Lactée	11
1.1.1	Le halo stellaire	11
1.1.2	Le disque galactique	12
1.1.3	Le disque mince	12
1.1.4	Le disque épais	12
1.1.4.1	Scénarios de formation	14
1.1.4.2	La redéfinition de la population stellaire du disque épais	15
1.1.5	Le bulbe	15
1.1.6	Les amas globulaires, traceurs à grande échelle	17
1.2	Les courants stellaires dans la Voie Lactée	18
1.3	Les Objectifs de la thèse	20
<b>2</b>	<b>Les amas globulaires et le disque épais</b>	<b>29</b>
2.1	Introduction	29
2.2	Les données	31
2.2.1	Positions et vitesses	31
2.2.2	Métallicités et âges	32
2.2.3	Les éléments $\alpha$	33
2.3	Distribution spatiale des amas globulaires riches en métaux	33
2.3.1	Définition de notre échantillon	33
2.3.2	Positions et structuration	35
2.3.3	Les amas globulaires et la loi de densité du disque épais	38
2.3.3.1	La densité de surface	39
2.3.3.2	Distances caractéristiques	41
2.3.3.3	Estimation des échelles de longueur et de hauteur	41
2.4	Cinématique	45
2.4.1	La rotation des amas riches en métaux et le bulbe galactique	45
2.4.2	L'étude de Burkert & Smith (1997)	47
2.4.3	Nos résultats placés dans leur contexte historique	50
2.5	Abondances chimiques et âge	54
2.5.1	La distribution $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$	55
2.5.2	La relation $[\alpha/Fe]$ -âge	57
2.5.3	La relation âge - $[Fe/H]$	58
2.6	Conclusions	61
<b>3</b>	<b>Détection cinématique des courants stellaires dans la Voie Lactée</b>	<b>69</b>
3.1	Introduction	69
3.2	Méthodes numériques	72
3.2.1	Les précédents modèles numériques	72

3.2.2	Nos simulations . . . . .	73
3.3	Résultats . . . . .	77
3.3.1	L'espace $E - L_z$ . . . . .	77
3.3.1.1	La cohérence des structures accrétées . . . . .	77
3.3.1.2	La superposition avec les étoiles in-situ . . . . .	80
3.3.1.3	À la recherche de courants stellaires au voisinage du soleil . . . . .	82
3.3.2	Dans l'espace $L_\perp - L_z$ . . . . .	91
3.3.3	À la recherche de courant stellaire au "voisinage du soleil" : les étoiles accrétées et in situ et leur superposition . . . . .	94
3.3.4	Quelques mots à propos des étoiles in-situ et accrétées dans l'espace des vitesses . . . . .	96
3.3.5	L'espace $R_{apo} - R_{péri}$ . . . . .	103
3.3.6	En quittant le voisinage solaire : La détection des courants stellaires sur une échelle de 10 kpc . . . . .	105
3.4	Discussion . . . . .	106
3.4.0.1	Le halo stellaire in-situ, la poutre dans l'oeil . . . . .	106
3.4.1	Chimie et âges : la clef pour différencier l'origine des étoiles dans la Galaxie . . . . .	107
3.4.2	Les signatures cinématiques des fusions avec un rapport de masse $\sim 1 : 100$ . . . . .	108
3.5	Conclusions . . . . .	110
	Appendice : La Voie Lactée "isolée" . . . . .	113
<b>4</b>	<b>Les amas globulaires simulés</b> . . . . .	<b>123</b>
4.1	Introduction . . . . .	123
4.1.0.1	Distribution spatiale du système d'amas globulaires galactiques . . . . .	124
4.1.0.2	Amas globulaires et intégrales du mouvement . . . . .	126
4.2	Méthodes numériques et données observationnelles . . . . .	129
4.2.1	Les simulations . . . . .	129
4.2.2	Les amas globulaires de la Voie Lactée . . . . .	133
4.3	La galaxie isolée, évolution séculaire du système d'amas globulaires . . . . .	134
4.3.1	Distribution spatiale des amas globulaires . . . . .	134
4.3.2	Intégrales du mouvement et espaces cinématiques . . . . .	135
4.4	Les galaxies en interactions, amas in-situ et amas accrétés . . . . .	139
4.4.1	Une galerie d'interactions : construction d'une population d'amas d'halo . . . . .	140
4.4.2	Propriétés orbitales du système d'amas globulaires . . . . .	145
4.4.3	Dès propriétés orbitales actuelles à l'histoire d'accrétion : est-ce possible? . . . . .	147
4.4.3.1	Apocentres, pericentres et temps d'échappement de la galaxie progénitrice . . . . .	150
4.4.3.2	L'espace $E-L_z$ . . . . .	153
4.4.3.3	L'espace $L_z - L_\perp$ . . . . .	159
4.5	Conclusions . . . . .	164
<b>5</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>171</b>
5.1	Les amas globulaires riches en métaux et le disque épais . . . . .	172
5.2	Les courants stellaires accrétés . . . . .	173
5.3	Evolution dynamique d'un système d' amas globulaires . . . . .	174

5.4 Perspectives . . . . . 175



# Table des figures

1.1	Echelle de longueur et de hauteur des populations stellaires du disque, Fig. 5 Bovy et al. [2012]	13
1.2	Relation $[\alpha/Fe]$ -âge pour des étoiles de la Voie Lactée, au voisinage solaire, Fig. 3 Haywood et al. [2015]	16
1.3	Image de la densité des courants stellaires observés dans le halo de la Galaxie	19
1.4	Diagramme des moments angulaires pour des étoiles du halo au voisinage solaire, Fig. 11 de Kepley et al. [2007]	20
2.1	Projection des positions des amas globulaires sur les plans $(x, y)$ et $(x, z)$	36
2.2	Distribution des amas globulaires dans l'espace $ z  - R_{plan}$	37
2.3	Projection des positions des amas globulaires dans bulbe de la Galaxie	38
2.4	Densité de surface des amas globulaires riches en métaux en fonction de la distance dans le plan du disque galactique	40
2.5	Histogrammes de la distance médiane d'un système d'amas globulaires simulés selon la loi de densité du disque épais	42
2.6	Moyenne des rayons $\langle R_{50} \rangle$ et $\langle R_{gc,50} \rangle$ en fonction des échelles de longueur et d'hauteur $(h_r, h_z)$ pour un système d'amas globulaires simulés selon la loi de densité du disque épais	44
2.7	Diagramme $l - b$ des amas globulaires et des champs stellaires ARGOS	47
2.8	Courbes de rotation des étoiles de champ et vitesse de rotations des amas globulaires, dans le bulbe de la Galaxie	48
2.9	Diagramme $V_{gc} - \cos(A)$ et positions spatiales des amas globulaires riches en métaux de faible masse	51
2.10	Diagramme $V_{gc} - \cos(A)$ et positions spatiales de tous amas globulaires riches en métaux	52
2.11	Diagramme $V_{gc} - \cos(A)$ des amas globulaires et des étoiles de champ	53
2.12	Relation $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$ pour les étoiles de champ au voisinage solaire	55
2.13	Relation $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$ des amas globulaires et des étoiles de champ	57
2.14	Relation $[\alpha/Fe]$ -âge des amas globulaires et des étoiles de champ	59
2.15	Relation âge- $[Fe/H]$ des amas globulaires et des étoiles de champ	60
3.1	Set-up" du plan orbital du satellite et de son moment angulaire interne	75
3.2	Evolution de la distribution des étoiles du satellite dans l'espace $E - L_z$ , pour la simulation 1 :10	78
3.3	Distribution des étoiles du(/des) satellite(s) dans l'espace $E - L_z$ pour les fusions $1 \times (1 : 10)$ , $2 \times (1 : 10)$ , $4 \times (1 : 10)$	79
3.4	Distribution de différentes populations stellaires dans l'espace $E - L_z$ , pour les accrétions $1 \times (1 : 10)$ , $2 \times (1 : 10)$ et $4 \times (1 : 10)$	81
3.5	Définition des "volumes solaires"	83
3.6	Espace $E - L_z$ pour deux "volumes solaires" dans la simulation $1 \times (1 : 10)$	84

3.7	Espace $E - L_z$ pour les étoiles du halo dans un "volume solaire" de la simulation $1 \times (1 : 10)$ . . . . .	85
3.8	Espace $E - L_z$ pour les étoiles du halo dans un "volume solaire" de la simulation $2 \times (1 : 10)$ . . . . .	86
3.9	Espace $E - L_z$ pour les étoiles du halo dans un "volume solaire" de la simulation $4 \times (1 : 10)$ . . . . .	87
3.10	Distribution dans l'espace $L_z - L_\perp$ des étoiles dans quelques "volumes solaires", pour la simulation $1 \times (1 : 10)$ . . . . .	92
3.11	Simulation $1 \times (1 : 10)$ : Vitesses des étoiles appartenant à un des "voisinages solaires" . . . . .	96
3.12	Simulation $2 \times (1 : 10)$ : Vitesses des étoiles appartenant à un des "voisinages solaires" . . . . .	97
3.13	Simulation $4 \times (1 : 10)$ : Vitesses des étoiles appartenant à un des "voisinages solaires" . . . . .	98
3.14	Espace $R_{apo} - R_{peri}$ pour la simulation $1 \times (1 : 10)$ et pour un des "voisinages solaires" . . . . .	99
3.15	Espace $R_{apo} - R_{peri}$ pour la simulation $2 \times (1 : 10)$ et pour un des "voisinages solaires" . . . . .	100
3.16	Distribution dans l'espace $E - L_z$ des étoiles du halo dans un volume de 10 kpc autour du Soleil, pour une fusion $1 \times (1 : 10)$ , $2 \times (1 : 10)$ et $4 \times (1 : 10)$ . . . . .	101
3.17	Distribution dans l'espace $L_z - L_\perp$ des étoiles du halo dans un volume de 10 kpc autour du Soleil, pour une fusion $1 \times (1 : 10)$ , $2 \times (1 : 10)$ et $4 \times (1 : 10)$ . . . . .	102
3.18	Fusions avec un rapport de masse 1 :100. . . . .	109
3.19	Distribution dans l'espace $E - L_z$ des étoiles de la galaxie isolée. . . . .	113
3.20	Distribution dans l'espace $L_z - L_\perp$ des étoiles de la galaxie isolée. . . . .	114
3.21	Distribution dans l'espace $R_{apo} - R_{peri}$ des étoiles de la galaxie isolée. . . . .	114
4.1	Comparaison de la distribution spatiale d'un groupe d'amas globulaires; Fig. Martin et al. [2003] . . . . .	125
4.2	Carte de la densité des étoiles pauvres en métaux de M31; Fig. Veljanoski et al. [2014] . . . . .	126
4.3	Espace $E - L_z$ des étoiles au voisinage solaire, Fig. Dinescu et al. [2002] et Espace $L_z - L_\perp$ de 38 amas globulaires galactiques, Fig. Smith et al. [2009] . . . . .	128
4.4	Orientation spatiale du satellite par rapport à la galaxie type Voie Lactée . . . . .	131
4.5	Projection dans les plans $(x, y)$ et $(x, z)$ des positions des AGs de la simulation ISO . . . . .	136
4.6	Distribution des amas simulés dans l'espace $ z  - R_{plan}$ , simulation ISO . . . . .	137
4.7	Évolution au cours du temps, des distances caractéristiques et du facteur d'appatissement, simulation ISO . . . . .	138
4.8	Espace $E - L_z$ des amas globulaires de la simulation ISO . . . . .	138
4.9	Évolution de $L_z$ au cours du temps de trois amas en mouvement rétrograde à $t = 5$ Gyr . . . . .	139
4.10	Espace $L_z - L_\perp$ pour les amas globulaires de la simulation ISO . . . . .	139
4.11	Projections des positions des amas globulaires simulés, simulation MW1 . . . . .	141
4.12	Projections des positions des amas globulaires simulés, simulation MW2 . . . . .	142
4.13	Projections des positions des amas globulaires simulés, simulation MW4 . . . . .	143
4.14	Distribution des amas globulaires simulés dans l'espace $ z  - R_{plan}$ à la fin de la simulation . . . . .	146

4.15	Histogrammes des distances au péricentre, apocentre et verticales des amas, simulations MW1, MW2, MW4 . . . . .	148
4.16	Évolution dans le temps de la distance au centre galactique, des amas accrés et du centre de masse de leur satellite parent, simulations MW1 et MW2 . . . . .	151
4.17	Évolution dans le temps de la distance au centre galactique, des amas accrés et du centre de masse de leur satellite parent, simulation MW4 . . . . .	152
4.18	Espace $E - L_z$ , à $t_f = 5$ Gyr, pour les amas globulaires accrés du satellite, simulation MW1 . . . . .	154
4.19	Espace $E - L_z$ , à $t_f = 5$ Gyr, pour les amas globulaires accrés du satellite, simulation MW2 . . . . .	154
4.20	Espace $E - L_z$ , à $t_f = 5$ Gyr, pour les amas globulaires accrés du satellite, simulation MW4 . . . . .	155
4.21	Espace $E - L_z$ de 59 amas globulaires observés dans la Voie Lactée . . . . .	156
4.22	Espace $E - L_z$ de 59 amas globulaires observés dans la Voie Lactée superposée à la distribution des étoiles des satellites accrés dans la simulation MW4 . . . . .	157
4.23	Espace $E - L_z$ , à $t_f = 5$ , des amas accrés et in-situ, simulations MW1, MW2, MW4 . . . . .	160
4.24	Espace $L_z - L_{\perp}$ à $t_f = 5$ Gyr, pour les amas globulaires accrés de chacun des satellites, simulations MW1 et MW2 . . . . .	162
4.25	Espace $L_z - L_{\perp}$ à $t_f = 5$ Gyr, pour les amas globulaires accrés de chacun des satellites, simulations MW4 . . . . .	163
4.26	Espace $L_z - L_{\perp}$ pour les amas globulaires et les étoiles de deux "voisinages solaires" de la simulation MW4 . . . . .	163
4.27	Espace $L_z - L_{\perp}$ pour les amas globulaires et les étoiles de un "voisinages solaires" de la simulation MW4 . . . . .	164





# Liste des tableaux

2.1	Distances caractéristiques des populations d'amas globulaires . . . . .	37
3.1	Caractéristiques (masse, longueur et hauteur caractéristiques , nombre de particules) des différentes composantes de la galaxie type Voie Lactée et le (les) satellite (s) . . . . .	74
3.2	Positions initiales, vitesses et moments angulaires pour les différentes galaxies satellites . . . . .	74
3.3	Fractions de l'espace $E-L_z$ dominées par les étoiles accrétées, pour la simulation $1 \times (1 : 10)$ . . . . .	82
3.4	Fractions de l'espace $E-L_z$ dominée par les étoiles accrétées, pour la simulation $2 \times (1 : 10)$ . . . . .	83
3.5	Fractions de l'espace $E-L_z$ dominé par les étoiles accrétées, pour la simulation $4 \times (1 : 10)$ . . . . .	84
3.6	Contribution de la fraction des étoiles accrétées dans la "région de Helmi" et dans la région "prograde extrême" pour la simulation $1 \times (1 : 10)$ . . . . .	93
3.7	Contribution de la fraction des étoiles accrétées dans la "région de Helmi" et dans la région "prograde extrême" pour la simulation $2 \times (1 : 10)$ . . . . .	93
3.8	Contribution de la fraction des étoiles accrétées dans la "région de Helmi" et dans la région "prograde extrême" pour la simulation $4 \times (1 : 10)$ . . . . .	94
4.1	Caractéristiques (masse, longueur et hauteur caractéristiques , nombre de particules) des différentes composantes de la galaxie type Voie Lactée et le (les) satellite (s) . . . . .	130
4.2	Positions initiales, vitesses et moments angulaires pour les différentes galaxies satellites . . . . .	130
4.3	Rayons ( $R_{10}$ , $R_{50}$ et $R_{90}$ ) et distances verticales au plan ( $z_{10}$ , $z_{50}$ et $z_{90}$ ) des amas globulaires simulés . . . . .	147
4.4	Valeurs de premier quartile, médiane, troisième quartile des distributions de $R_{apo}$ , $R_{péri}$ et $z_{max}$ pour amas globulaires selon leur origine . . . . .	149



# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

<a href="#">1.1 Les grandes structures de la Voie Lactée</a> . . . . .	11
<a href="#">1.2 Les courants stellaires dans la Voie Lactée</a> . . . . .	18
<a href="#">1.3 Les Objectifs de la thèse</a> . . . . .	20

---

### 1.1 Les grandes structures de la Voie Lactée

Bien que les connaissances de la structure stellaire de la Voie Lactée évoluent constamment, nous pouvons décrire notre Galaxie à travers quatre grandes composantes, chacune se définissant par des caractéristiques spatiales, des compositions chimiques et des propriétés cinématiques "différentes" : le halo, le disque mince, le disque épais et le bulbe. L'étude de ces différentes structures, et des populations stellaires qu'elles constituent, sont la clef pour reconstruire l'histoire de formation et d'évolution de notre Galaxie.

#### 1.1.1 Le halo stellaire

Le halo stellaire, dont la morphologie rappelle celle d'un sphéroïde, est une région de la Galaxie qui peut s'étendre jusqu'à quelques centaines de kiloparsecs (kpc) du centre galactique. La plus grande fraction du halo se caractérise par une population d'étoiles vieilles, pauvres en métaux, enrichies en éléments  $\alpha$  (définition Sect. 1.1.4) et distribuées sur des orbites très excentriques. En moyenne, la vitesse de rotation du halo est nulle. Peu dense, cette région galactique n'est malgré tout pas homogène, preuve en est par les multiples sous-structures découvertes dans le halo ces dernières décennies telles que les courants stellaires de la galaxie naine du Sagittaire (Ibata et al. [2001b]) ou d'autres surdensités plus ou moins diffuses comme le "Monoceros Stream" (Newberg et al. [2002]) ou bien le "Orphan stream" (Belokurov et al. [2007]). Toutefois, l'origine in-situ ou accrétée du halo stellaire est peu claire. Certaines de ses étoiles se sont probablement formées au sein même de notre Galaxie mais d'autres sont de nature extragalactique et sont originaires de galaxies satellites détruites ou en cours de destruction dans le potentiel gravitationnel de la Voie Lactée. De nombreuses études tentent d'expliquer la formation du halo stellaire. Par exemple, certains modèles numériques prédisent que cette composante galactique peut se construire intégralement par la superposition de débris résultant d'évènements d'accrétion (Font et al. [2006]; De Lucia and Helmi [2008]; Cooper et al. [2010]; Gómez et al. [2012]) tandis que d'autres scénarios, toujours basés sur des

simulations numériques, indiquent que le halo stellaire peut avoir une origine in-situ et s'être formé suite au chauffage dynamique d'un disque stellaire pré-existant par des événements d'accrétion (McCarthy et al. [2012]). Outre son origine peu claire, des études ont montré récemment que le halo de la Galaxie est une composante complexe, hébergeant deux populations stellaires différentes de part leurs distributions spatiales, leurs cinématiques et leurs abondances chimiques; la population du halo interne et la population du halo externe. Bien que la séparation de ces deux populations n'est pas évidente en raison d'une continuité dans les propriétés qui les définissent, il est suggéré que le halo externe est le lieu privilégié des débris d'origines extragalactiques tandis que le halo interne, en continuité avec le disque épais (voir Sect. 1.1.4), aurait possiblement une origine in-situ.

### 1.1.2 Le disque galactique

Le disque galactique est la composante la plus massive de la Voie Lactée et de part sa structuration, sa chimie et sa cinématique, il se décompose en un disque mince et un disque épais. Chacune de ses composantes étant définies par les populations stellaires qu'elle héberge.

### 1.1.3 Le disque mince

Sans rentrer dans les détails d'une discussion sur les paramètres ou les critères qui visent à définir la population stellaire du disque mince, les connaissances actuelles font l'état d'une composante confinée dans le plan de la Galaxie avec une échelle de hauteur d'environ 300 pc et une échelle de longueur évaluée à  $\sim 3.5$  kpc. De plus, avec une vitesse circulaire au rayon solaire d'environ 215 km/s, le disque mince est une composante en rotation rapide. Le disque mince est le principal site de la formation stellaire de la Galaxie, c'est pourquoi, en comparaison avec les autres composantes galactiques (halo, disque épais), les étoiles du disque mince sont relativement jeunes ( $< 8$  Gyr). Sa population stellaire couvre un large interval en métallicité, avec un pic dans la distribution à des valeurs de  $[Fe/H] \sim 0$  dex, et des queues de distribution progressant de  $[Fe/H] \sim -0.8$  dex à des valeurs supersolaires ( $> 0$  dex). La relation âge-métallicité du disque mince montre une augmentation de la dispersion en  $[Fe/H]$  avec la décroissance en âge des étoiles. Cette tendance particulière ne pouvant s'expliquer uniquement par une formation à partir d'un milieu interstellaire inhomogène, d'autres processus comme la migration radiale - où les étoiles se déplaceraient des régions internes vers les régions externes, et vice-versa, en réponse à des instabilités dynamiques dans la Galaxie tels que la formation de bras spiraux ou d'une barre centrale - sont suggérés. D'autant que le disque mince montre une dépendance radiale de la distribution de sa métallicité et de son abondance en éléments  $\alpha$ , amenant à penser deux évolutions chimiques distinctes entre le disque externe et le disque interne.

### 1.1.4 Le disque épais

Découvert en 1983, par Gilmore and Reid [1983], à partir d'un comptage d'étoiles en direction du pôle sud galactique, le disque épais s'est révélé par un profil de densité verticale différent de celui du disque mince, de part son échelle de hauteur ( $\sim 300$  pc pour le disque mince contre  $\sim 1450$  pc pour le disque épais). Depuis, une abondance de travaux s'est emparée de l'étude de cette composante pour tenter de comprendre son origine et

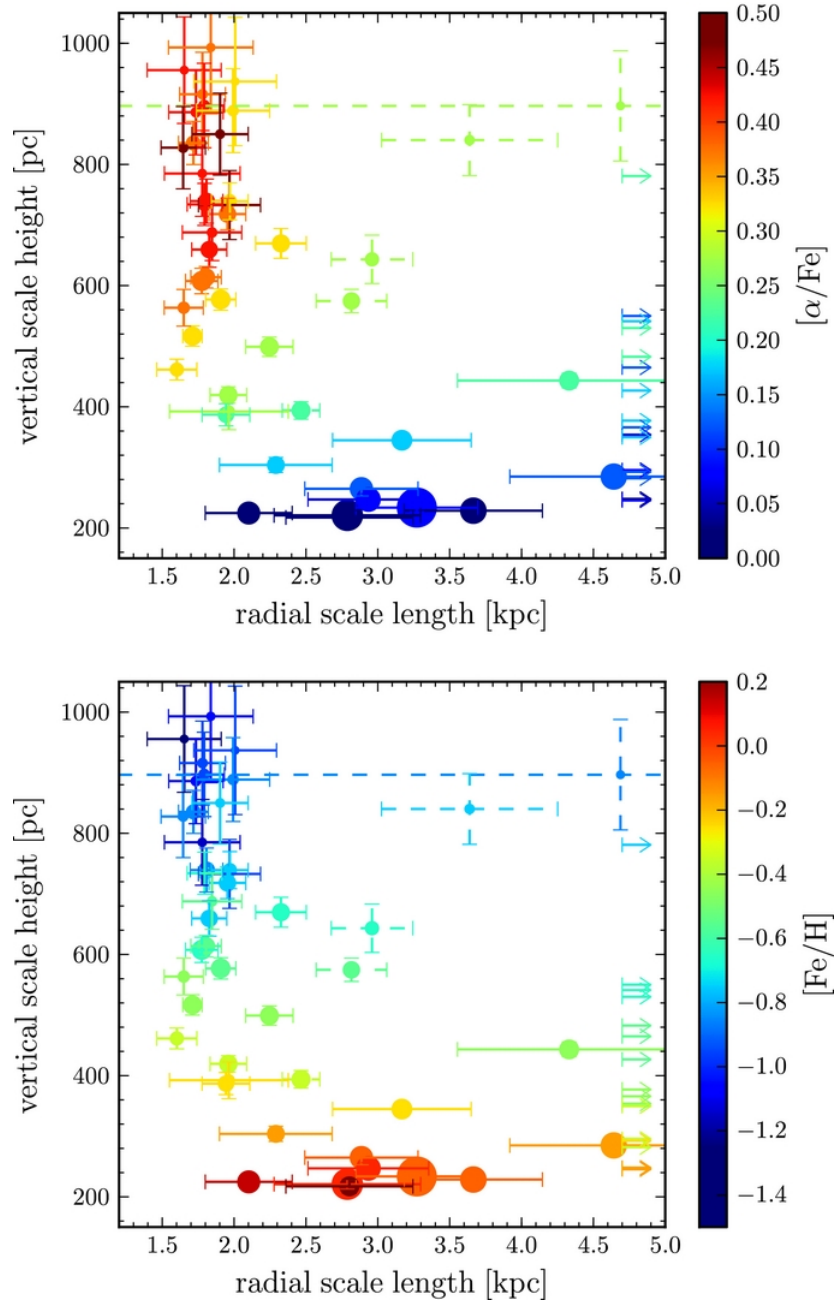


FIGURE 1.1 – Fig. 5 de [Bovy et al. \[2012\]](#). Échelle de hauteur en fonction de l'échelle de longueur pour des sous-populations d'abondance singulières. Dans le panneau du haut : les sous-populations sont codées selon leur abondance en éléments  $\alpha$  ( $[\alpha/\text{Fe}]$ ). Dans le panneau du bas : les sous-populations sont codées selon leur métallicités ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). Ici, le disque épais est caractérisé par la population enrichie en éléments  $\alpha$  ( $\gtrsim 0.2 - 0.3$  dex) possédant une courte échelle de longueur ( $\sim 2$  kpc).

son évolution à travers les âges. En comparaison avec le disque mince, la population stellaire du disque épais est vue comme une composante vieille ( $> 9$  Gyr, [Haywood et al. \[2013\]](#)), pauvre en métaux et cinématiquement chaude ([Chiba and Beers \[2000\]](#); [Soubiran et al. \[2003\]](#)). De plus, les étoiles du disque épais montrent un retard à la rotation de 50 à 100 km/s par rapport à celles du disque mince. Jusqu’aux années 2010, à partir de sélections photométriques, spatiales et cinématiques des étoiles, l’échelle de longueur du disque épais est estimée à environ 3.6 kpc ([Ojha \[2001\]](#); [Jurić et al. \[2008\]](#)), soit une valeur pratiquement similaire à l’échelle de longueur du disque mince. Dans le voisinage solaire, la densité du disque épais est évaluée à  $\sim 10\%$  ([Jurić et al. \[2008\]](#)), suggérant alors que cette composante est peu massive au sein de la Voie Lactée.

Différents travaux suggèrent que le disque épais de la Galaxie s’est formé sur  $\sim 1$  Gyr, à partir d’un épisode de formation stellaire intense ([Bernkopf and Fuhrmann \[2006\]](#); [Reid \[2005\]](#)). Ces résultats sont en accord avec ce qui est trouvé sur les abondances chimiques des étoiles associées au disque épais. Ces étoiles sont plus enrichies en éléments  $\alpha$  de 0.2-0.3 dex ([Bensby et al. \[2003\]](#); [Reddy et al. \[2006\]](#)) par rapport aux étoiles du disque mince de même métallicité. Le ratio  $[\alpha/Fe]$  mesure l’abondance en éléments  $\alpha$  (e.g. Mg, Si, Ca, et Ti) et est utilisé pour tracer les époques de formation stellaire : les éléments  $\alpha$  sont synthétisés au sein des étoiles massives, de durée de vie faible ( $\sim 10^7$  yr), puis relâchés dans le milieu interstellaire principalement par les supernova de type II. Tandis que le fer, souvent utilisé pour évaluer la métallicité, est relâché peu de temps après, principalement par les supernova de type Ia dont l’étoile d’origine a une durée de vie plus longue ( $\sim 10^9$  yr). En conséquence, les étoiles qui se sont formées, après la forte contribution des supernova de type Ia, seront plus abondantes en fer que la génération précédente impliquant ainsi une décroissance de la mesure de  $[\alpha/Fe]$  ([Matteucci \[2003\]](#)) avec la décroissance en âge. Ce processus explique en partie la différence dans l’abondance chimique entre le disque épais et le disque mince mais, ajouté aux différences structurelles (échelle de hauteur) et cinématiques (retard à la rotation), le disque épais est vu comme une composante séparée du disque mince à la fois chimiquement ([Reddy et al. \[2006\]](#); [Fuhrmann \[2008\]](#); [Reddy et al. \[2006\]](#); [Navarro et al. \[2011\]](#)), cinématiquement et spatialement, suggérant ainsi une histoire de formation et d’évolution chimique bien différente de celle du disque mince.

#### 1.1.4.1 Scénarios de formation

L’âge élevé et la surabondance en éléments  $\alpha$  des étoiles du disque épais impliquent que cette composante s’est construite très tôt et à une époque où la formation stellaire était intense. Ainsi le disque épais aurait eu suffisamment de temps pour expérimenter divers processus d’évolution comme le chauffage dynamique suite à une interaction avec un système extragalactique ou bien des perturbations dynamiques lors d’une évolution séculaire provoquée par exemple par la naissance de bras spiraux et/ou d’une barre centrale. En conséquence, durant des décennies aucun consensus n’est trouvé sur l’origine du disque épais. Deux principaux scénarios de formation du disque épais sont proposés : une origine extragalactique et/ou une évolution séculaire.

Dans le contexte des scénarios cosmologiques qui tentent d’expliquer la croissance en masse de la Voie Lactée, le disque épais serait le résultat de l’accrétion de galaxies satellites qui auraient déposées leurs constituants sur une orbite approximativement plane par rapport au plan galactique ([Abadi et al. \[2003\]](#)). Dans un scénario similaire au pré-

cédent, l'accrétion de galaxies satellites ou de systèmes riches en gaz seraient à l'origine d'un échauffement vertical du disque mince pré-existant donnant ainsi naissance au disque épais (Villalobos and Helmi [2008]; Brook et al. [2004]). Pour la première fois, en 1953, Spitzer and Schwarzschild [1953] montrent que le chauffage d'un disque peut avoir lieu également par évolution séculaire uniquement. La présence de structures dans la Galaxie, comme les bras spiraux, peuvent être la cause de l'augmentation de la dispersion des vitesses des étoiles vieilles au voisinage du Soleil (Fuchs et al. [2001]). Ainsi, le disque épais pourrait s'être formé par accumulation de processus séculaires comme la migration radiale (Schönrich and Binney [2009a]; Schönrich and Binney [2009b]; Loebman et al. [2011]) provoquée par l'interaction entre les structures spirales et la barre centrale (Minchev and Famaey [2010]). L'origine du disque épais a été longuement débattue et ce jusqu'à récemment, i.e jusqu'à la redéfinition de sa population stellaire.

#### 1.1.4.2 La redéfinition de la population stellaire du disque épais

Jusqu'à récemment, les étoiles du disque épais étaient identifiées sur la base de critères géométriques ou cinématiques. Une approche alternative dans la redéfinition des populations stellaires a mis en évidence certaines caractéristiques du disque épais en faveur d'une évolution séculaire. Cette approche, présentée dans les travaux de Bovy et al. [2012], utilise l'abondance chimique, i.e l'enrichissement en éléments  $\alpha$  et l'abondance en fer, pour étudier la structure spatiale des populations stellaires du disque Galactique. À partir d'un large échantillon d'étoiles naines du relevé spectroscopique SEGUE, Bovy et al. [2012] montrent (voir Fig. 1.1) que l'échelle de hauteur de la population la plus enrichie en éléments  $\alpha$  ( $\sim 0.2 - 0.3$  dex) et pauvre en métaux est beaucoup plus courte ( $\sim$  d'un facteur 2) que la population la moins évoluée en  $\alpha$  et riche en métaux. De plus, une continuité chimique est observable entre ces deux populations qui caractérisent respectivement le disque épais et le disque mince : le ratio  $[\alpha/Fe]$  augmente avec l'échelle de hauteur et la décroissance en métallicité. Cette découverte est forte car l'échelle de longueur du disque épais a une valeur deux fois plus faible que les anciennes estimations mais, surtout, la présence d'une continuité chimique entre le disque épais et le disque mince est en faveur d'une formation du disque épais par des processus d'évolution séculaire. Enfin ces nouvelles estimations de l'échelle de longueur (Bensby et al. [2011]; Bovy et al. [2012]) suggèrent que le disque épais est plus massif que ce qui était supposé (Jurić et al. [2008]), plus précisément, la masse du disque épais est comparable à celle du disque mince. Un autre résultat important sur les propriétés du disque épais, montré dans les travaux de Haywood et al. [2013] (voir Fig. 1.2), est la forte inclinaison et la monotonie de la relation âge -  $[\alpha/Fe]$  des étoiles les plus enrichies en éléments  $\alpha$ . Cela suggère que la population stellaire du disque épais s'est construite lors d'un épisode de formation stellaire intense, qui aurait duré entre 3 et 4 Gyr, dans la Voie Lactée.

#### 1.1.5 Le bulbe

Le bulbe galactique est une composante de la Galaxie définie dans un rayon de 3 - 4 kpc au centre galactique dont la morphologie rappelle celle d'une boîte et/ou d'une cacahuète (Babusiaux and Gilmore [2005]; Wegg and Gerhard [2013]). Cette région est l'hôte d'une composante axisymétrique, la barre centrale, dont la longueur du demi grand axe est estimée à  $\sim 3.5$  kpc (Gardner and Flynn [2010]) avec une orientation de  $25^\circ$  (Gardner and Flynn [2010]) par rapport à la direction Soleil-centre galactique. Certains travaux



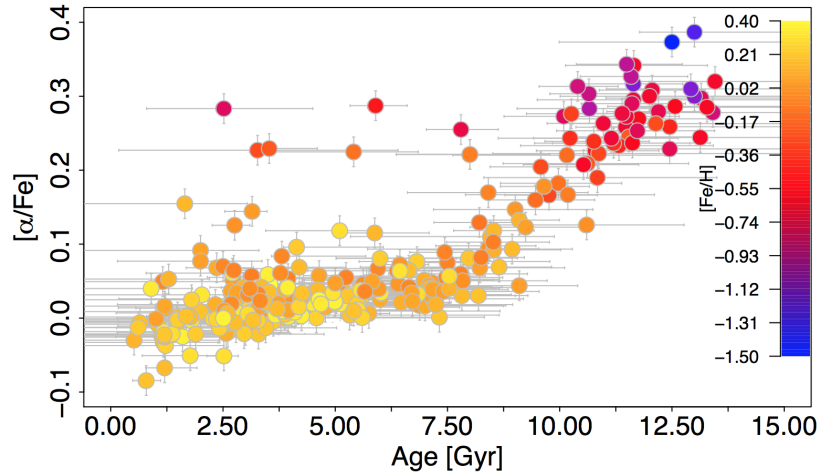


FIGURE 1.2 – Fig.3 de [Haywood et al. \[2015\]](#). Relation  $[\alpha/\text{Fe}]$ -âge pour les étoiles de l'échantillon de [Adibekyan et al. \[2012\]](#) au voisinage solaire. La couleur des symboles code la métallicité ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ). Le disque épais est bien défini pour des âges  $> 9$  Gyr.

montrent que la barre peut être responsable d'un allongement des orbites et de la cinématique des étoiles proches (préférentiellement celles à métallicité élevée,  $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$  dex; [Soto et al. \[2007\]](#)). Il est suggéré que la structure en forme de boîte et/ou cacahuète du bulbe est la conséquence d'une observation biaisée du profil (vue de côté) de la barre.

Le bulbe est le lieu d'une large distribution en métallicité ( $-3 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.5$  dex) dont la cause pourrait être attribuée aux multiples populations stellaires vieilles ( $> 10$  Gyr; [Zoccali et al. \[2003\]](#)) qu'il héberge. En effet, cette hypothèse est supportée par plusieurs résultats récents que nous résumons, ci-après. L'analyse des spectres des étoiles du bulbe montrent un gradient vertical en métallicité ([Minniti \[1995\]](#); [Zoccali et al. \[2008\]](#); [Ness et al. \[2013\]](#)) caractéristique des différentes contributions, selon la latitude, des populations stellaires du bulbe, de sorte que les étoiles les plus riches en métaux sont distribuées proches du plan galactique tandis que les plus pauvres en métaux sont présentes en plus grandes proportions aux latitudes élevées.

Depuis de nombreuses années, la nature hétérogène du bulbe est révélée à travers l'étude de la distribution en métallicité de ses étoiles ([Babusiaux et al. \[2010\]](#); [Hill et al. \[2011\]](#); [Gonzalez et al. \[2011\]](#); [Ness et al. \[2013\]](#)). À partir des spectres du relevé ARGOS ([Freeman et al. \[2013\]](#)) qui cartographie l'environnement du bulbe galactique à différentes latitudes, [Ness et al. \[2013\]](#) étudient la fonction de distribution en métallicité des étoiles et montrent que celle-ci peut se décomposer au moins en cinq populations stellaires. Toutefois, [Ness et al. \[2013\]](#) notent que trois populations, appelées A, B ou C, dominent 95% de la structure du bulbe. Les populations A et B, représentées respectivement par une métallicité piquée à  $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.15$  dex et  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$  dex, prennent part à la structure en forme de boîte et/ou cacahuète du bulbe, de telle manière que la composante A est finement concentrée proche du plan galactique tandis que la composante B est plus épaisse en latitude ( $5^\circ < b < 10^\circ$ ). De plus, bien que le profil de dispersion de vitesse soit similaire entre A et B, la composante B est cinématiquement plus chaude que la composante A. La composante C n'est pas impliquée dans la morphologie atypique du bulbe probablement en raison de son profil de dispersion de vitesse bien plus élevé que les deux premières composantes. Ainsi, les propriétés cinématiques et de distributions spatiales de ces trois composantes tendent à suggérer qu'elles sont respectivement associées au disque mince, disque épais jeune (9-10 Gyr; [Haywood et al. \[2013\]](#)) et disque

épais vieux (10-13 Gyr; [Haywood et al. \[2013\]](#)). En effet, il est suggéré par [Di Matteo et al. \[2015\]](#) que la structuration des populations stellaires du bulbe est le résultat de la projection des étoiles du disque dans les régions internes, tel que les étoiles du bulbe situées proche du plan galactique viennent des régions du disque les plus internes tandis que les étoiles du bulbe à grandes distances du plan prendraient origine dans le disque externe. Durant de nombreuses années, la littérature privilégiait l'existence d'un bulbe classique, i.e résultant d'évènement d'accrétion. Cependant, les récentes connaissances sur la structuration du bulbe galactique et notamment sur son lien avec les populations stellaires du disque suggèrent une formation par évolution séculaire majoritairement, la contribution (si elle existe) en masse du bulbe classique comptant alors pour moins de 15% du budget en masse de la Voie Lactée.

Les étoiles du bulbe à basse métallicité (soit 5% à  $[Fe/H] < -1$  dex) sont dominantes pour de grandes distances verticales au plan galactique et montrent une vitesse de rotation deux fois plus faible que les étoiles les plus riches en métaux. Pour les étoiles les plus déficientes en fer ( $[Fe/H] < -2$  dex), certains travaux montrent une similarité dans l'abondance en éléments  $\alpha$  avec les étoiles du halo ([Howes et al. \[2014\]](#); [García Pérez et al. \[2013\]](#)).

Le lien entre les trois populations stellaires majoritaires du bulbe et le disque galactique est renforcée par les travaux sur la chimie du bulbe et plus précisément l'abondance en éléments  $\alpha$ . Les étoiles du bulbe galactique partagent la même tendance que les étoiles du disque au voisinage du soleil ([Alves-Brito et al. \[2010\]](#); [Bensby et al. \[2013\]](#); [Gonzalez et al. \[2015\]](#)), avec toutefois un enrichissement élevé en éléments  $\alpha$  comparable aux étoiles du disque épais. Il existe en effet une continuité douce dans l'évolution de l'abondance en éléments  $\alpha$  entre les régions internes et les régions externes de la Galaxie, montrée dans les travaux de [Hayden et al. \[2015\]](#) où, à même distance du plan galactique, une séquence riche en métaux et pauvres en éléments  $\alpha$  domine les régions externes tandis que les régions internes montrent une séquence riche en métaux et déficiente en  $\alpha$ .

### 1.1.6 Les amas globulaires, traceurs à grande échelle

Nos connaissances des populations stellaires et, en particulier, du disque épais restent souvent limitées à des volumes locaux ( $\sim 500$  pc) en raison de la précision nécessaire sur les mesures de distances pour contraindre leurs distributions spatiales afin de déterminer avec précision les paramètres stellaires tels que la métallicité et l'abondance chimique. D'autres traceurs de la formation galactique sont utilisés pour une compréhension à plus grande échelle, ce sont les amas globulaires. Les amas globulaires sont des systèmes stellaires denses liés gravitationnellement et distribués du centre galactique aux régions les plus éloignées (jusqu'à  $\sim 150$  kpc du centre galactique). Ce sont des objets très lumineux, en comparaison avec les étoiles de champ, ainsi ils sont plus facilement observables et plusieurs de leurs paramètres (distances, âges, abondances chimiques) sont moins difficiles à mesurer que les étoiles individuelles. De plus, ils sont très vieux ( $\sim$  entre 10 - 15 Gyr), ils sont donc les témoins des premiers instants de la Galaxie et en ce sens ils conservent des informations précieuses sur sa formation et celle de ses populations stellaires. Actuellement,  $\sim 157$  amas globulaires ont été observés dans la Voie Lactée. Une caractéristique encore difficilement expliquée, à ce jour, est la fonction de distribution en métallicité des amas globulaires qui montre une dichotomie vers  $[Fe/H] = -0.8, -1$  dex, séparant les amas à basse métallicité des amas à métallicité élevée. La métallicité, la mor-

phologie de la branche horizontale, la distribution spatiale, l'âge; tous ces paramètres ont mené à la classification des amas globulaires en deux grandes populations (Zinn [1993]); la première, jeune et pauvre en métaux est associée au halo Galactique et la seconde, vieille et riche en métaux est associée au disque/bulbe de la Voie Lactée. Zinn [1993] suggère que la différence entre les propriétés des deux populations peut s'expliquer par la différence dans l'origine de leurs amas. Il suggère qu'une fraction des amas du halo serait alors d'origine extragalactique tandis que la fraction restante et les amas associés au disque/bulbe se seraient formés in-situ.

Depuis les travaux de Zinn [1993] des amas globulaires d'origine extragalactique ont été découverts dans la Voie Lactée et la plupart d'entre eux sont effectivement localisés dans le halo de la Galaxie. Par exemple, certains amas partagent la même distribution spatiale et la même abondance chimique que certains courants stellaires associés à la galaxie naine du Sagittaire actuellement en cours d'accrétion dans la Voie Lactée. De plus, il est montré, par Forbes and Bridges [2010], que la relation âge métallicité des amas globulaires de la Galaxie peut se diviser en deux "branches" : l'une d'un âge constante à  $\sim 12.8$  Gyr et l'autre où l'âge décroît avec l'augmentation de la métallicité. Forbes and Bridges [2010] suggèrent que la première branche est majoritairement caractéristique des amas formés in-situ tandis que la seconde branche serait en grande partie typique des amas accrétées. Toutefois, selon les mesures d'âges utilisées, la division dans la relation âge - métallicité des amas globulaires est moins évidente (VandenBerg et al. [2013]). Jusqu'à ce jour, les plus beaux succès sur la découverte de la nature des amas globulaires sont principalement obtenus lorsque les amas sont associés à certains courants stellaires accrétés. En effet, de la même manière que les amas globulaires accrétées, les étoiles accrétées se mélangent aux étoiles formées in-situ. Ainsi connaître l'origine des étoiles et/ou des amas globulaires, qu'elle soient galactique ou extragalactique, est un vrai challenge pour comprendre la construction des populations stellaires mais également pour tenter de reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée.

## 1.2 Les courants stellaires dans la Voie Lactée

Nous avons vu dans la section précédente que la Voie Lactée peut héberger des structures (par exemple, des amas globulaires ou des courants stellaires, que nous abordons, ci-après) d'origine extragalactique. En effet, il est suggéré par les scénarios de formation et d'évolution des galaxies (par exemple, le modèle  $\Lambda$ CDM) que la croissance en masse des galaxies type Voie Lactée s'effectue par accrétion de galaxies plus petites. Lorsqu'une galaxie satellite entre dans le champ gravitationnel de la Voie Lactée, elle est soumise à une force différentielle, la force de marée, qui la déchire de part en part, arrache ses constituants (étoiles, amas globulaires) et les disperse le long de courants de marées qui encerclent la Galaxie. La longueur de ces courants dépend de plusieurs paramètres liés à la fois à la structuration de la galaxie progénitrice (masse, rayon) mais également aux caractéristiques de l'accrétion du satellite (propriétés orbitales, durée de l'accrétion). Le lieu d'observation des courants est privilégié dans le halo de la Galaxie. En effet, dans cette région, la densité des étoiles y est plus faible et la friction dynamique - qui dépend à la fois de la masse et de la vitesse du satellite et de la densité du milieu - y est moins importante, de ce fait le temps de mélange dynamique est long et les courants stellaires peuvent se maintenir sur plusieurs Gyr (Johnston et al. [1996]) après la destruction complète de leurs satellites parents. Toutefois, parce que la force de marée est plus forte lorsque le satellite est à son péricentre, davantage de matériels (étoiles, amas globulaires) sont arrachés du

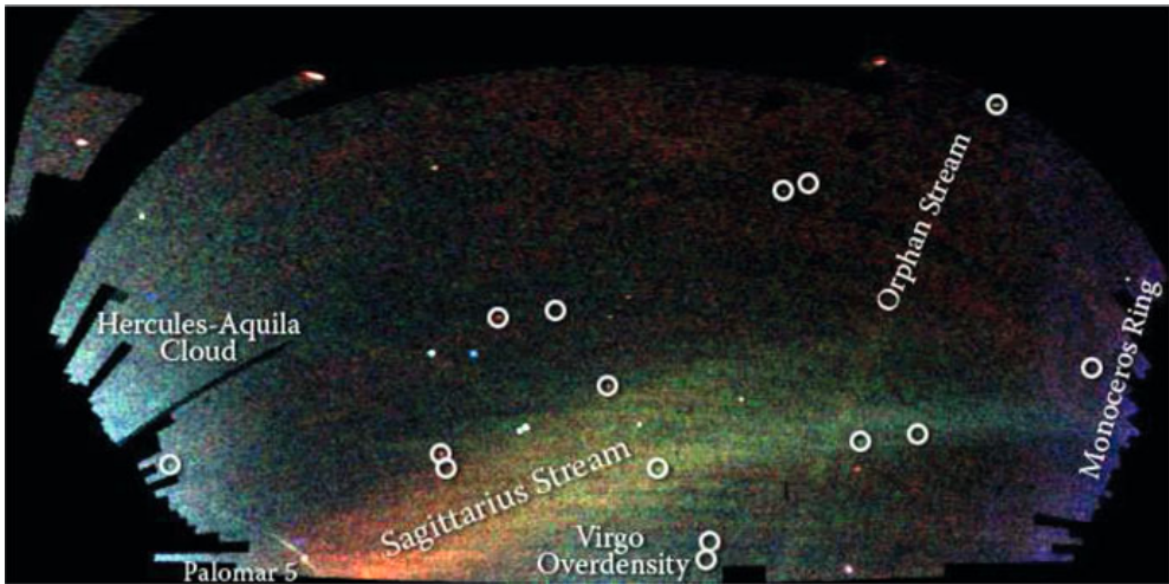


FIGURE 1.3 – Image de la densité des courants stellaires observés dans le halo de la Galaxie. En bleu, les courants les plus lumineux ( $< 15$  kpc), en rouge les courants les plus diffus ( $> 25$  kpc). Image credit : V. Belokurov et le Sloan Digital Sky Survey

satellite dans les régions internes de la Galaxie. Dans ces régions, la friction dynamique est forte (densité du milieu élevée) et les débris d'accrétions se mélangent rapidement avec les populations d'étoiles et d'amas déjà formées au sein de la Voie Lactée.

Dans la réalité, la plupart des débris de marées sont principalement découverts dans le halo stellaire de la Galaxie (voir Fig. 1.3) tels que le courant stellaire associé à la galaxie naine du Sagittaire (Ibata et al. [1994]). Depuis, ont succédé de nombreux travaux qui font mention de la présence de débris résultant d'évènements d'accrétion dans la Voie Lactée (Majewski et al. [1996]; Helmi et al. [1999]; Newberg et al. [2002]; Rocha-Pinto et al. [2004]; Duffau et al. [2006]) et dans les galaxies proches (Shang et al. [1998]; Ibata et al. [2001a]; McConnachie et al. [2003]; Martínez-Delgado et al. [2009]). À plus petite échelle, une étude basée sur des simulations numériques prédit environ quelques centaines de courants stellaires situés dans le halo au voisinage du Soleil.

La compréhension de l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée passe donc, en partie, par la recherche de signatures d'accrétion sous la forme de courants stellaires. Plusieurs méthodes ont été proposées pour détecter les structures accrétées. Le plus souvent, ces méthodes visent à identifier des sous-structures partageant les mêmes intégrales du mouvement ou les mêmes propriétés cinématiques et/ou orbitales. Dans la littérature, nous trouvons :

- l'utilisation des intégrales du mouvement avec l'espace  $E - L_z$  - où  $E$  est l'énergie et  $L_z$  la composante  $z$  du moment angulaire - et l'utilisation du diagramme des moments angulaires défini par  $L_z - L_\perp$ , où  $L_\perp$  est la projection du moment angulaire total sur le plan  $x - y$ . Ces espaces reposent sur l'idée que les quantités énergie et composantes du moment angulaire se conservent à la fois dans un potentiel gravitationnel axisymétrique type Voie Lactée et lors de l'accrétion du satellite dans la Galaxie. Les étoiles de même origine partageraient les mêmes intégrales du mouvement. Il serait donc possible d'identifier les satellites accrétés (avec  $E - L_z$ ; Helmi and de Zeeuw [2000]), de remonter au nombre d'évènements d'accrétion qu'aurait expérimenté la Voie Lactée

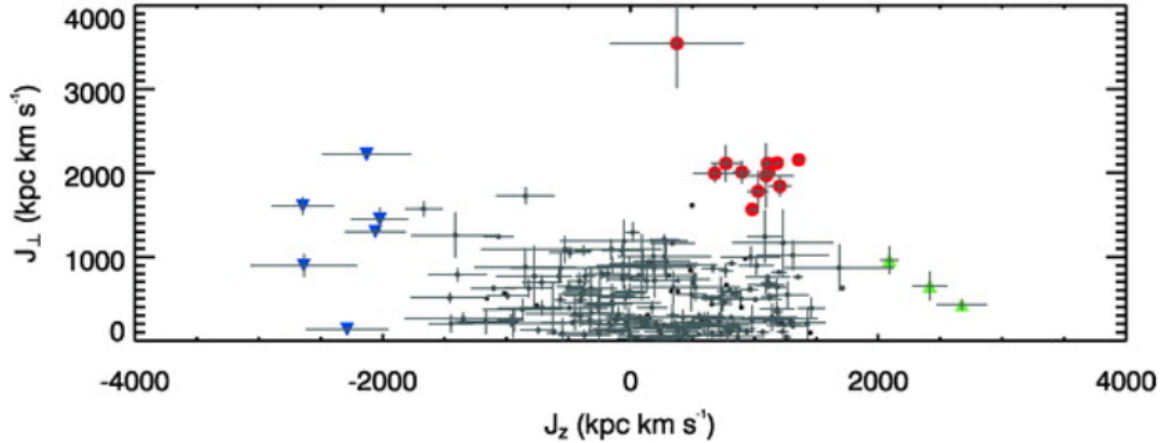


FIGURE 1.4 – Fig. 11 de [Kepley et al. \[2007\]](#). Diagramme des moments angulaires pour un échantillon d'étoiles du halo ( $[Fe/H] < -1$  dex) au voisinage solaire ( $< 2.5$  kpc du Soleil). [Kepley et al. \[2007\]](#) confirme l'existence du "courant de Helmi" (rouge) et découvrent deux autres sous-structures : l'une en mouvement rétrograde ( $L_z < 0$ ; bleu) et l'autre en mouvement prograde ( $L_z > 0$ ; vert)

(avec  $E - L_z$ ; [Helmi and de Zeeuw \[2000\]](#)) ou bien d'identifier simplement des structures accrétées ( $E - L_z$  et  $L_z - L_\perp$ ). En particulier, le "courant de Helmi" a été détecté dans l'espace  $L_z - L_\perp$  (voir Fig. 1.4) par l'identification d'une surdensité localisée dans la région prograde ( $L_z > 0$ ) avec une inclinaison orbitale élevée ( $L_{perp}$  élevé)<sup>1</sup> Par la suite, d'autres travaux viennent confirmer l'existence du courant de Helmi et proposer l'existence de nouveaux courants ([Kepley et al. \[2007\]](#)), voir Fig. 1.4. Entre autres hypothèses de conservation des composantes du moments angulaires, l'espace  $L_z - L_\perp$  repose sur l'idée que le halo stellaire de la Voie Lactée est sans rotation impliquant que sa distribution est symétrique autour de  $L_z = 0$ , ce qui laisse ainsi supposer que toutes sur-densités localisées dans des régions séparées du reste de la distribution sont potentiellement de nature extragalactique. Nous verrons, plus loin (Chapitre 3), que ce dernier point peut-être remis en question.

- l'utilisation de l'espace des vitesses dans lesquels une distribution particulière des étoiles peut être le reflet d'une origine spécifique.
- l'utilisation de l'espace des propriétés orbitales - apocentre, péricentre, moment angulaire, dit espace APL - proposé par [Helmi et al. \[2006\]](#) permettrait de retrouver des signatures d'accrétion en identifiant les sous-structures de cet espace qui se distribuent le long d'un même segment d'excentricité. L'idée derrière cet espace est que les sous-structures seraient composées d'étoiles perdues par le satellite à chacun de ses passages au péricentre, durant son accrétion dans la Voie Lactée.

### 1.3 Les Objectifs de la thèse

Ce mémoire de thèse a pour ambition d'améliorer notre compréhension sur la formation et l'évolution de notre Galaxie, la Voie Lactée. Nous tenterons d'amener des élé-

1. L'inclinaison orbitale peut s'obtenir par la mesure de l'angle entre  $\vec{L}_z$  et  $\vec{L}$ . Si cet angle est faible alors  $\|\vec{L}\| \sim \vec{L}_z$  et la projection de  $\vec{L}$  sur le plan (x,y) donne  $L_\perp$  faible. Ainsi, plus  $L_\perp$  est élevé, plus l'inclinaison orbitale sera forte.

ments de réponse aux questions essentielles qui préoccupent la communauté scientifique : comment se construisent les populations stellaires de la Galaxie ? Quelles sont les propriétés qui caractérisent chacune d'entre elles ? Quelles informations, en terme d'origine, pouvons nous extraire de nos connaissances sur les populations stellaires ? Ou plus largement : comment peut-on reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée par l'étude de son système d'amas globulaires et de ses étoiles de champ ?

Le premier temps fort de notre recherche commence dès le deuxième chapitre, dans lequel nous portons toute notre attention sur la relation entre les amas globulaires à forte métallicité et les étoiles de champ associées au disque épais de la Voie Lactée. Notre analyse repose essentiellement sur des données observationnelles : pour les amas globulaires, les paramètres sont tirés en majeure partie du catalogue de Harris [1996] (Édition 2010) et, pour les étoiles de champ, les données dérivent de relevés spectroscopiques au voisinage du Soleil mais également dans les régions du bulbe et du disque interne. Nous montrons par des arguments sur la distribution spatiale, la cinématique et l'abondance chimique une connexion forte en terme de formation et d'évolution entre les amas globulaires riches en métaux et le disque épais de la Voie Lactée. Nos résultats nous amèneront à proposer, pour les amas globulaires riches en métaux, l'abandon de toutes classifications dites "amas de bulbe" et/ou "amas de barre", au profit des "amas de disque épais", en accord avec ce que nous suggérons sur leur origine.

Le second temps fort de notre étude prend place au troisième et quatrième chapitre de ce manuscrit, où nous analysons des simulations numériques N-corps modélisant l'accrétion de galaxies satellite(s) dans une galaxie type Voie Lactée.

Le troisième chapitre se concentre sur les outils qui visent à identifier, voir déterminer, les origines qu'elles soient galactique ou extragalactique, des structures stellaires de notre Galaxie. En particulier, notre analyse a pour objectif d'éclaircir notre compréhension des espaces des intégrales du mouvement, des espaces cinématiques et des espaces des paramètres orbitaux, couramment utilisés pour détecter les signatures d'évènements d'accrétion au sein de la Voie Lactée. Nous montrons que les résultats de ces espaces, utilisés indépendamment de la chimie, doivent être considérés avec une extrême précaution lorsqu'il s'agit d'interpréter les sous-structures observées dans ces espaces comme une évidence d'une origine extragalactique ayant pour finalité d'émettre des prédictions quant à l'histoire de formation de la Voie Lactée.

Le quatrième et dernier chapitre traite, en premier lieu, de la redistribution spatiale des amas globulaires, en fonction de leur origine, selon que la galaxie hôte ait connue une évolution séculaire ou expérimenté un ou plusieurs évènements d'accrétion. Sur ce point, nous montrons d'une part, que le peuplement du halo galactique par les amas globulaires est une conséquence directe de l'accrétion de galaxies satellites - en particulier le halo externe étant exclusivement peuplé par des amas d'origine extragalactique - et d'autre part, que la distribution spatiale des amas globulaires riches en métaux dans la Voie Lactée est bien compatible avec une origine de disque épais. En second lieu, nous révisons l'application d'outils qui visent à détecter les signatures d'accrétions sur une population d'amas globulaires. Nous montrons que bien que cette approche est fréquemment adoptée pour identifier l'origine des amas globulaires, elle est sujette aux mêmes complexités que lorsqu'elle est appliquée sur les étoiles et que de la même manière, toutes interprétations doivent être faites avec prudence.

Enfin, nous refermerons ce mémoire sur le chapitre 5 où nous résumerons tous les ré-

sultats découverts durant ces trois années de recherche et où nous suggérerons quelques stratégies pour le futur.

## Références

- M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Steinmetz, and V. R. Eke. Simulations of Galaxy Formation in a  $\Lambda$  Cold Dark Matter Universe. II. The Fine Structure of Simulated Galactic Disks. *ApJ*, 597 :21–34, November 2003. doi : 10.1086/378316. [14](#)
- V. Z. Adibekyan, S. G. Sousa, N. C. Santos, E. Delgado Mena, J. I. González Hernández, G. Israelian, M. Mayor, and G. Khachatryan. Chemical abundances of 1111 FGK stars from the HARPS GTO planet search program. Galactic stellar populations and planets. *A&A*, 545 :A32, September 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219401. [16](#)
- A. Alves-Brito, J. Meléndez, M. Asplund, I. Ramírez, and D. Yong. Chemical similarities between Galactic bulge and local thick disk red giants : O, Na, Mg, Al, Si, Ca, and Ti. *A&A*, 513 :A35, April 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913444. [17](#)
- C. Babusiaux and G. Gilmore. The structure of the Galactic bar. *MNRAS*, 358 :1309–1319, April 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.08828.x. [15](#)
- C. Babusiaux, A. Gómez, V. Hill, F. Royer, M. Zoccali, F. Arenou, R. Fux, A. Lecureur, M. Schultheis, B. Barbuy, D. Minniti, and S. Ortolani. Insights on the Milky Way bulge formation from the correlations between kinematics and metallicity. *A&A*, 519 :A77, September 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014353. [16](#)
- V. Belokurov, N. W. Evans, M. J. Irwin, D. Lynden-Bell, B. Yanny, S. Vidrih, G. Gilmore, G. Seabroke, D. B. Zucker, M. I. Wilkinson, P. C. Hewett, D. M. Bramich, M. Fellhauer, H. J. Newberg, R. F. G. Wyse, T. C. Beers, E. F. Bell, J. C. Barentine, J. Brinkmann, N. Cole, K. Pan, and D. G. York. An Orphan in the “Field of Streams”. *ApJ*, 658 :337–344, March 2007. doi : 10.1086/511302. [11](#)
- T. Bensby, S. Feltzing, and I. Lundström. Elemental abundance trends in the Galactic thin and thick disks as traced by nearby F and G dwarf stars. *A&A*, 410 :527–551, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031213. [14](#)
- T. Bensby, A. Alves-Brito, M. S. Oey, D. Yong, and J. Meléndez. A First Constraint on the Thick Disk Scale Length : Differential Radial Abundances in K Giants at Galactocentric Radii 4, 8, and 12 kpc. *ApJ*, 735 :L46, July 2011. doi : 10.1088/2041-8205/735/2/L46. [15](#)
- T. Bensby, J. C. Yee, S. Feltzing, J. A. Johnson, A. Gould, J. G. Cohen, M. Asplund, J. Meléndez, S. Lucatello, C. Han, I. Thompson, A. Gal-Yam, A. Udalski, D. P. Bennett, I. A. Bond, W. Kohei, T. Sumi, D. Suzuki, K. Suzuki, S. Takino, P. Tristram, N. Yamai, and A. Yonehara. Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and subgiant stars. V. Evidence for a wide age distribution and a complex MDF. *A&A*, 549 :A147, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220678. [17](#)
- J. Bernkopf and K. Fuhrmann. Local subgiants and time-scales of disc formation. *MNRAS*, 369 :673–676, June 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10326.x. [14](#)
- J. Bovy, H.-W. Rix, C. Liu, D. W. Hogg, T. C. Beers, and Y. S. Lee. The Spatial Structure of Mono-abundance Sub-populations of the Milky Way Disk. *ApJ*, 753 :148, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/148. [5](#), [13](#), [15](#)

- C. B. Brook, D. Kawata, B. K. Gibson, and K. C. Freeman. The Emergence of the Thick Disk in a Cold Dark Matter Universe. *ApJ*, 612 :894–899, September 2004. doi : 10.1086/422709. [15](#)
- M. Chiba and T. C. Beers. Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. III. Formation of the Stellar Halo and Thick Disk as Revealed from a Large Sample of Nonkinematically Selected Stars. *AJ*, 119 :2843–2865, June 2000. doi : 10.1086/301409. [14](#)
- A. P. Cooper, S. Cole, C. S. Frenk, S. D. M. White, J. Helly, A. J. Benson, G. De Lucia, A. Helmi, A. Jenkins, J. F. Navarro, V. Springel, and J. Wang. Galactic stellar haloes in the CDM model. *MNRAS*, 406 :744–766, August 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16740.x. [11](#)
- G. De Lucia and A. Helmi. The Galaxy and its stellar halo : insights on their formation from a hybrid cosmological approach. *MNRAS*, 391 :14–31, November 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13862.x. [11](#)
- P. Di Matteo, A. Gómez, M. Haywood, F. Combes, M. D. Lehnert, M. Ness, O. N. Snaith, D. Katz, and B. Semelin. Why the Milky Way’s bulge is not only a bar formed from a cold thin disk. *A&A*, 577 :A1, May 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424457. [17](#)
- S. Duffau, R. Zinn, A. K. Vivas, G. Carraro, R. A. Méndez, R. Winnick, and C. Gallart. Spectroscopy of QUEST RR Lyrae Variables : The New Virgo Stellar Stream. *ApJ*, 636 :L97–L100, January 2006. doi : 10.1086/500130. [19](#)
- A. S. Font, K. V. Johnston, J. S. Bullock, and B. E. Robertson. Phase-Space Distributions of Chemical Abundances in Milky Way-Type Galaxy Halos. *ApJ*, 646 :886–898, August 2006. doi : 10.1086/505131. [11](#)
- D. A. Forbes and T. Bridges. Accreted versus in situ Milky Way globular clusters. *MNRAS*, 404 :1203–1214, May 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16373.x. [18](#)
- K. Freeman, M. Ness, E. Wylie-de-Boer, E. Athanassoula, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. Lewis, D. Yong, R. Lane, L. Kiss, and R. Ibata. ARGOS - II. The Galactic bulge survey. *MNRAS*, 428 :3660–3670, February 2013. doi : 10.1093/mnras/sts305. [16](#)
- B. Fuchs, C. Dettbarn, H. Jahreiß, and R. Wielen. The Evolution of the Milky Way Monitored in the Solar Neighbourhood. In S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, and R. Wielen, editors, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, volume 228 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 235, 2001. [15](#)
- K. Fuhrmann. Nearby stars of the Galactic disc and halo - IV. *MNRAS*, 384 :173–224, February 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12671.x. [14](#)
- A. E. García Pérez, K. Cunha, M. Shetrone, S. R. Majewski, J. A. Johnson, V. V. Smith, R. P. Schiavon, J. Holtzman, D. Nidever, G. Zasowski, C. Allende Prieto, T. C. Beers, D. Bizyaev, G. Ebelke, D. J. Eisenstein, P. M. Frinchaboy, L. Girardi, F. R. Hearty, E. Malanushenko, V. Malanushenko, S. Meszaros, R. W. O’Connell, D. Oravetz, K. Pan, A. C. Robin, D. P. Schneider, M. Schultheis, M. F. Skrutskie, A. Simmonsand, and J. C. Wilson. Very Metal-poor Stars in the Outer Galactic Bulge Found by the APOGEE Survey. *ApJ*, 767 :L9, April 2013. doi : 10.1088/2041-8205/767/1/L9. [17](#)
- E. Gardner and C. Flynn. Probing the Galaxy’s bars via the Hercules stream. *MNRAS*, 405 : 545–552, June 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16470.x. [15](#)



- G. Gilmore and N. Reid. New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc. *MNRAS*, 202 :1025–1047, March 1983. doi : 10.1093/mnras/202.4.1025. [12](#)
- F. A. Gómez, I. Minchev, Á. Villalobos, B. W. O’Shea, and M. E. K. Williams. Signatures of minor mergers in Milky Way like disc kinematics : ringing revisited. *MNRAS*, 419 : 2163–2172, January 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19867.x. [11](#)
- O. A. Gonzalez, M. Rejkuba, M. Zoccali, V. Hill, G. Battaglia, C. Babusiaux, D. Minniti, B. Barbuy, A. Alves-Brito, A. Renzini, A. Gomez, and S. Ortolani. Alpha element abundances and gradients in the Milky Way bulge from FLAMES-GIRAFFE spectra of 650 K giants. *A&A*, 530 :A54, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116548. [16](#)
- O. A. Gonzalez, M. Zoccali, S. Vasquez, V. Hill, M. Rejkuba, E. Valenti, A. Rojas-Arriagada, A. Renzini, C. Babusiaux, D. Minniti, and T. M. Brown. The GIRAFFE Inner Bulge Survey (GIBS). II. Metallicity distributions and alpha element abundances at fixed Galactic latitude. *A&A*, 584 :A46, December 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201526737. [17](#)
- M. R. Hayden, J. Bovy, J. A. Holtzman, D. L. Nidever, J. C. Bird, D. H. Weinberg, B. H. Andrews, S. R. Majewski, C. Allende Prieto, F. Anders, T. C. Beers, D. Bizyaev, C. Chiappini, K. Cunha, P. Frinchaboy, D. A. García-Hernández, A. E. García Pérez, L. Girardi, P. Harding, F. R. Hearty, J. A. Johnson, S. Mészáros, I. Minchev, R. O’Connell, K. Pan, A. C. Robin, R. P. Schiavon, D. P. Schneider, M. Schultheis, M. Shetrone, M. Skrutskie, M. Steinmetz, V. Smith, J. C. Wilson, O. Zamora, and G. Zasowski. Chemical Cartography with APOGEE : Metallicity Distribution Functions and the Chemical Structure of the Milky Way Disk. *ApJ*, 808 :132, August 2015. doi : 10.1088/0004-637X/808/2/132. [17](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz, and A. Gómez. The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk. *A&A*, 560 :A109, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321397. [14](#), [15](#), [16](#), [17](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, O. Snaith, and M. D. Lehnert. Clues to the formation of the Milky Way’s thick disk. *A&A*, 579 :A5, July 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425459. [5](#), [16](#)
- A. Helmi and P. T. de Zeeuw. Mapping the substructure in the Galactic halo with the next generation of astrometric satellites. *MNRAS*, 319 :657–665, December 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03895.x. [19](#), [20](#)
- A. Helmi, S. D. M. White, P. T. de Zeeuw, and H. Zhao. Debris streams in the solar neighbourhood as relicts from the formation of the Milky Way. *Nature*, 402 :53–55, November 1999. doi : 10.1038/46980. [19](#)
- A. Helmi, J. F. Navarro, B. Nordström, J. Holmberg, M. G. Abadi, and M. Steinmetz. Pieces of the puzzle : ancient substructure in the Galactic disc. *MNRAS*, 365 :1309–1323, February 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09818.x. [20](#)
- V. Hill, A. Lecureur, A. Gómez, M. Zoccali, M. Schultheis, C. Babusiaux, F. Royer, B. Barbuy, F. Arenou, D. Minniti, and S. Ortolani. The metallicity distribution of bulge clump giants in Baade’s window. *A&A*, 534 :A80, October 2011. doi : 10.1051/0004-6361/200913757. [16](#)

- L. M. Howes, M. Asplund, A. R. Casey, S. C. Keller, D. Yong, G. Gilmore, K. Lind, C. Worley, M. S. Bessell, L. Casagrande, A. F. Marino, D. M. Nataf, C. I. Owen, G. S. Da Costa, B. P. Schmidt, P. Tisserand, S. Randich, S. Feltzing, A. Vallenari, C. Allende Prieto, T. Bensby, E. Flaccomio, A. J. Korn, E. Pancino, A. Recio-Blanco, R. Smiljanic, M. Bergemann, M. T. Costado, F. Damiani, U. Heiter, V. Hill, A. Hourihane, P. Jofré, C. Lardo, P. de Laverny, L. Magrini, E. Maiorca, T. Masseron, L. Morbidelli, G. G. Sacco, D. Minniti, and M. Zoccali. The Gaia-ESO Survey : the most metal-poor stars in the Galactic bulge. *MNRAS*, 445 :4241–4246, December 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1991. 17
- R. Ibata, M. Irwin, G. Lewis, A. M. N. Ferguson, and N. Tanvir. A giant stream of metal-rich stars in the halo of the galaxy M31. *Nature*, 412 :49–52, July 2001a. 19
- R. Ibata, M. Irwin, G. F. Lewis, and A. Stolte. Galactic Halo Substructure in the Sloan Digital Sky Survey : The Ancient Tidal Stream from the Sagittarius Dwarf Galaxy. *ApJ*, 547 : L133–L136, February 2001b. doi : 10.1086/318894. 11
- R. A. Ibata, G. Gilmore, and M. J. Irwin. A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370 : 194–196, July 1994. doi : 10.1038/370194a0. 19
- K. V. Johnston, L. Hernquist, and M. Bolte. Fossil Signatures of Ancient Accretion Events in the Halo. *ApJ*, 465 :278, July 1996. doi : 10.1086/177418. 18
- M. Jurić, Ž. Ivezić, A. Brooks, R. H. Lupton, D. Schlegel, D. Finkbeiner, N. Padmanabhan, N. Bond, B. Sesar, C. M. Rockosi, G. R. Knapp, J. E. Gunn, T. Sumi, D. P. Schneider, J. C. Barentine, H. J. Brewington, J. Brinkmann, M. Fukugita, M. Harvanek, S. J. Kleinman, J. Krzesinski, D. Long, E. H. Neilsen, Jr., A. Nitta, S. A. Snedden, and D. G. York. The Milky Way Tomography with SDSS. I. Stellar Number Density Distribution. *ApJ*, 673 : 864–914, February 2008. doi : 10.1086/523619. 14, 15
- A. A. Kepley, H. L. Morrison, A. Helmi, T. D. Kinman, J. Van Duyne, J. C. Martin, P. Harding, J. E. Norris, and K. C. Freeman. Halo Star Streams in the Solar Neighborhood. *AJ*, 134 : 1579–1595, October 2007. doi : 10.1086/521429. 5, 20
- S. R. Loebman, R. Roškar, V. P. Debattista, Ž. Ivezić, T. R. Quinn, and J. Wadsley. The Genesis of the Milky Way’s Thick Disk Via Stellar Migration. *ApJ*, 737 :8, August 2011. doi : 10.1088/0004-637X/737/1/8. 15
- S. R. Majewski, S. L. Hawley, and J. A. Munn. Moving Groups, Stellar Streams and Phase Space Substructure in the Galactic Halo. In H. L. Morrison and A. Sarajedini, editors, *Formation of the Galactic Halo...Inside and Out*, volume 92 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 119, April 1996. 19
- D. Martínez-Delgado, M. Pohlen, R. J. Gabany, S. R. Majewski, J. Peñarrubia, and C. Palma. Discovery of a Giant Stellar Tidal Stream Around The Disk Galaxy NGC 4013. *ApJ*, 692 : 955–963, February 2009. doi : 10.1088/0004-637X/692/2/955. 19
- F. Matteucci. What determines galactic evolution? *Ap&SS*, 284 :539–548, April 2003. doi : 10.1023/A:1024089402368. 14
- I. G. McCarthy, A. S. Font, R. A. Crain, A. J. Deason, J. Schaye, and T. Theuns. Global structure and kinematics of stellar haloes in cosmological hydrodynamic simulations. *MNRAS*, 420 :2245–2262, March 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20189.x. 12

- A. W. McConnachie, M. J. Irwin, R. A. Ibata, A. M. N. Ferguson, G. F. Lewis, and N. Tanvir. The three-dimensional structure of the giant stellar stream in Andromeda. *MNRAS*, 343 :1335–1340, August 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06785.x. [19](#)
- I. Minchev and B. Famaey. A New Mechanism for Radial Migration in Galactic Disks : Spiral-Bar Resonance Overlap. *ApJ*, 722 :112–121, October 2010. doi : 10.1088/0004-637X/722/1/112. [15](#)
- D. Minniti. Metal-rich globular clusters with R less than or equal 3 kpc : Disk or bulge clusters. *AJ*, 109 :1663–1669, April 1995. doi : 10.1086/117393. [16](#)
- J. F. Navarro, M. G. Abadi, K. A. Venn, K. C. Freeman, and B. Anguiano. Through thick and thin : kinematic and chemical components in the solar neighbourhood. *MNRAS*, 412 : 1203–1209, April 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17975.x. [14](#)
- M. Ness, K. Freeman, E. Athanassoula, E. Wylie-de-Boer, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. F. Lewis, D. Yong, R. R. Lane, and L. L. Kiss. ARGOS - III. Stellar populations in the Galactic bulge of the Milky Way. *MNRAS*, 430 :836–857, April 2013. doi : 10.1093/mnras/sts629. [16](#)
- H. J. Newberg, B. Yanny, C. Rockosi, E. K. Grebel, H.-W. Rix, J. Brinkmann, I. Csabai, G. Hennessy, R. B. Hindsley, R. Ibata, Z. Ivezić, D. Lamb, E. T. Nash, M. Odenkirchen, H. A. Rave, D. P. Schneider, J. A. Smith, A. Stolte, and D. G. York. The Ghost of Sagittarius and Lumps in the Halo of the Milky Way. *ApJ*, 569 :245–274, April 2002. doi : 10.1086/338983. [11](#), [19](#)
- D. K. Ojha. Radial scalelengths of the galactic thin and thick disc with 2MASS data. *MNRAS*, 322 :426–432, April 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04155.x. [14](#)
- B. E. Reddy, D. L. Lambert, and C. Allende Prieto. Elemental abundance survey of the Galactic thick disc. *MNRAS*, 367 :1329–1366, April 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10148.x. [14](#)
- I. N. Reid. High-Velocity White Dwarfs and Galactic Structure. *ARA&A*, 43 :247–292, September 2005. doi : 10.1146/annurev.astro.43.072103.150623. [14](#)
- H. J. Rocha-Pinto, S. R. Majewski, M. F. Skrutskie, J. D. Crane, and R. J. Patterson. Exploring Halo Substructure with Giant Stars : A Diffuse Star Cloud or Tidal Debris around the Milky Way in Triangulum-Andromeda. *ApJ*, 615 :732–737, November 2004. doi : 10.1086/424585. [19](#)
- R. Schönrich and J. Binney. Chemical evolution with radial mixing. *MNRAS*, 396 :203–222, June 2009a. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14750.x. [15](#)
- R. Schönrich and J. Binney. Origin and structure of the Galactic disc(s). *MNRAS*, 399 : 1145–1156, November 2009b. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15365.x. [15](#)
- Z. Shang, Z. Zheng, E. Brinks, J. Chen, D. Burstein, H. Su, Y.-i. Byun, L. Deng, Z. Deng, X. Fan, Z. Jiang, Y. Li, W. Lin, F. Ma, W.-h. Sun, B. Wills, R. A. Windhorst, H. Wu, X. Xia, W. Xu, S. Xue, H. Yan, X. Zhou, J. Zhu, and Z. Zou. Ring Structure and Warp of NGC 5907 : Interaction with Dwarf Galaxies. *ApJ*, 504 :L23–L26, September 1998. doi : 10.1086/311563. [19](#)

- M. Soto, R. M. Rich, and K. Kuijken. Evidence of a Metal-rich Galactic Bar from the Vertex Deviation of the Velocity Ellipsoid. *ApJ*, 665 :L31–L34, August 2007. doi : 10.1086/521098. [16](#)
- C. Soubiran, O. Bienaymé, and A. Siebert. Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity. *A&A*, 398 :141–151, January 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021615. [14](#)
- L. Spitzer, Jr. and M. Schwarzschild. The Possible Influence of Interstellar Clouds on Stellar Velocities. II. *ApJ*, 118 :106, July 1953. doi : 10.1086/145730. [15](#)
- D. A. Vandenberg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande. The Ages of 55 Globular Clusters as Determined Using an Improved  $\Delta V^{\text{HB\_TO}}$  Method along with Color-Magnitude Diagram Constraints, and Their Implications for Broader Issues. *ApJ*, 775 : 134, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/134. [18](#)
- Á. Villalobos and A. Helmi. Simulations of minor mergers - I. General properties of thick discs. *MNRAS*, 391 :1806–1827, December 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13979.x. [15](#)
- C. Wegg and O. Gerhard. The Milky Way’s Box/Peanut Bulge : Measuring its Three-dimensional Structure Using the VVV Survey. *The Messenger*, 154 :54–56, December 2013. [15](#)
- R. Zinn. The Galactic Halo Cluster Systems : Evidence for Accretion. In G. H. Smith and J. P. Brodie, editors, *The Globular Cluster-Galaxy Connection*, volume 48 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 38, January 1993. [18](#)
- M. Zoccali, A. Renzini, S. Ortolani, L. Greggio, I. Saviane, S. Cassisi, M. Rejkuba, B. Barbuy, R. M. Rich, and E. Bica. Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry. *A&A*, 399 :931–956, March 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021604. [16](#)
- M. Zoccali, V. Hill, A. Lecureur, B. Barbuy, A. Renzini, D. Minniti, A. Gómez, and S. Ortolani. The metal content of bulge field stars from FLAMES-GIRAFFE spectra. I. Stellar parameters and iron abundances. *A&A*, 486 :177–189, July 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809394. [16](#)



# Chapitre 2

## Les amas globulaires et le disque épais

### Sommaire

---

<b>2.1 Introduction</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>2.2 Les données</b> . . . . .	<b>31</b>
<b>2.3 Distribution spatiale des amas globulaires riches en métaux</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>2.4 Cinématique</b> . . . . .	<b>45</b>
<b>2.5 Abondances chimiques et âge</b> . . . . .	<b>54</b>
<b>2.6 Conclusions</b> . . . . .	<b>61</b>

---

### 2.1 Introduction

L'existence de composantes "halo" et "disque" au sein du système d'amas globulaires galactiques est connue depuis de nombreuses décennies. Dans les années 1950, la dichotomie de la répartition spatiale entre les amas riches et les amas pauvres en métaux est déjà observée : certains amas dont le type spectral suggère une faible abondance en métaux montrent une distribution sphérique étendue dans la galaxie (Kinman [1959]) tandis que les amas dont le type spectral suggère une forte métallicité sont concentrés dans le plan de la Galaxie (Kinman [1959]) et en direction du centre galactique (Morgan [1956]). Néanmoins, c'est avec l'étude de Zinn [1985] sur la distribution spatiale, la métallicité et la cinématique de plus de 75% des amas observés dans la Galaxie que la division en deux sous-populations, l'une pauvre en métaux associée au halo et l'autre riche en métaux associée au disque, du système d'amas globulaires galactique est pleinement acceptée. En 1989, Armandroff [1989] analyse les propriétés spatiales (échelle de hauteur) et cinématiques (vitesse de rotation) des amas riches en métaux du disque et suggère une origine commune avec le disque épais de la Galaxie.

En 1990, Zinn [1990] veut réviser la séparation en deux sous-populations du système d'amas globulaires et bien que ces résultats rejoignent les conclusions précédentes, il montre que les amas riches en métaux situés dans l'environnement du centre galactique (15° du centre, soit  $\sim 2$  kpc en distance projetée) ne sont pas représentatifs de la population stellaire du bulbe en raison de différences en métallicité. C'est ainsi que, cinq ans plus tard, Minniti [1995] cherche à déterminer si les amas globulaires riches en métaux, distants de moins de 3 kpc du centre de la Galaxie, sont associés au disque épais ou au bulbe de la Galaxie. Il montre, entre autre à partir d'arguments sur la distribution radiale, que ces amas sont associés au bulbe galactique plutôt qu'au disque épais. Par la suite, d'autres

travaux (Barbu et al. [1998]; Côté [1999]) montrent qu'une fraction des amas riches en métaux caractérise une population du bulbe et certains (Burkert and Smith [1997]; Côté [1999]) proposent même une population d'amas associée à la barre galactique sur la base de la cinématique. Aujourd'hui, l'association des amas globulaires riches en métaux des régions internes avec le bulbe de la Galaxie est devenue la règle (voir par exemple, Bica et al. [2016]) tandis que celle avec le disque épais est moins favorisée alors même que les preuves en faveur de l'un ou l'autre n'ont pas sensiblement changées. Cependant, les résultats les plus récents, sur la nature du disque épais et du bulbe, nous amènent à réviser l'origine des amas globulaires riches en métaux.

Durant ces dernières années, l'exploitation des relevés spectroscopiques a initié une redéfinition des populations stellaires de la Galaxie. En effet, des études ont mis en évidence le lien étroit entre le disque épais et le disque mince (excluant, de facto, un disque épais d'origine extragalactique) que ce soit au niveau des paramètres structuraux (échelles de longueur, échelles de hauteur, voir Bovy et al. [2012]), que de la chimie et de l'âge (Haywood et al. [2013]). Le disque épais apparaît, aujourd'hui, comme une population aussi massive que le disque mince (voir Snaith et al. [2014]). De plus, les données APOGEE ont montré que le disque externe (au-delà du Soleil) et le disque interne (en deçà) ont eu une évolution chimique différente (Haywood et al. [2013]; Hayden et al. [2016]). Les données sur l'abondance chimique, et en particulier l'abondance en éléments  $\alpha$ , jouent un rôle très important dans ce travail de redéfinition, surtout dans le cadre du marquage chimique (ou "chemical tagging") qui vise à identifier des populations stellaires de même origine sur la base de leurs abondances chimiques mais également parce que d'excellentes corrélations sont trouvées entre l'abondance en éléments  $\alpha$  et l'âge des étoiles (Haywood et al. [2013]; Nissen [2015]).

Les données sur la chimie des étoiles ont plusieurs conséquences importantes. La première est de permettre de contraindre en âge certains paramètres galactiques sans qu'il soit nécessaire de mesurer les âges, directement. Ainsi, pour les étoiles du relevé SEGUE, Bovy et al. [2012] ont évalué la variation des échelles de hauteur et longueur du disque en fonction des valeurs de  $[\alpha/Fe]$  mesurées permettant ainsi de mettre en évidence que l'échelle de longueur du disque épais (identifié par un taux élevé dans l'abondance en éléments  $\alpha$ ) est significativement plus courte que celle mesurée à partir des comptages d'étoiles. Le détail de la corrélation entre l'âge et l'abondance en éléments  $\alpha$  dépend de l'histoire du taux de formation d'étoiles. Ainsi, la mesure de cette corrélation permet de contraindre l'intensité et l'histoire de la formation stellaire dans la Galaxie. Cette analyse, réalisée dans les travaux de Snaith et al. [2014] et Snaith et al. [2015], a montré que la Galaxie a formé ses étoiles en deux étapes bien distinctes correspondant à la formation du disque épais et du disque mince, séparées par une phase de "quenching" (Haywood et al. [2016]), où la formation stellaire chute brutalement au terme de la formation du disque épais, soit entre 9 et 7 Gyr. En conséquence, l'histoire de la formation stellaire montre que la Voie Lactée a formé autant d'étoiles dans la phase de disque épais que dans celle du disque mince bien qu'en raison de la courte échelle de longueur ( $h_r \sim 2$  kpc, Bovy et al. [2012]) l'essentiel de la masse du disque épais soit contenue dans les régions internes de la Galaxie. Sur ce point, plusieurs études ont montré que le bulbe de notre Voie Lactée est essentiellement un pseudo-bulbe, dominé par la population stellaire du disque (épais et mince), et que la part de bulbe dit 'classique', s'il existe, doit être mineure (inférieure à 8%, Shen et al. [2010]; Ness et al. [2013a]; Ness et al. [2013b]; Di Matteo et al. [2014]). Le bulbe galactique serait donc essentiellement le produit des instabilités dynamiques dans

le disque qui ont amené à la formation de la barre (Ness et al. [2013b]; Di Matteo et al. [2014]; Di Matteo [2016]).

En résumé, non seulement les propriétés du disque épais, mesurées sur les relevés spectroscopiques les plus récents, sont significativement différentes de celles connues jusqu'à présent (par exemple, courte échelle de longueur) mais le bulbe galactique pourrait être, en grande partie, constitué de disque épais. Dans ce nouveau contexte, il est important de réexaminer la question de l'origine des amas globulaires riches en métaux. C'est pourquoi, dans ce chapitre, nous révisons à la fois la distribution spatiale (Sect. 2.3), la cinématique (Sect. 2.4) et l'abondance chimique (Sect. 2.5) de la population d'amas à métallicité élevée afin de comprendre dans quelle mesure ces propriétés sont compatibles avec ce que nous connaissons du "nouveau" disque épais.

## 2.2 Les données

### 2.2.1 Positions et vitesses

Le catalogue de Harris [1996] (Édition 2010) (ci-après H10), publié pour la première fois en 1996 et révisé pour la dernière fois en 2010, référence les paramètres (distribution spatiale, cinématique, métallicité et profils structurels) de 157 objets identifiés comme amas globulaires dans la Voie Lactée. Le catalogue au complet consiste en deux fichiers séparés. Le premier contient la liste des paramètres des amas globulaires et le second fournit les nombreuses et diverses sources bibliographiques utilisées. Par conséquent, la qualité des données diffère d'un amas à l'autre. Dans ce chapitre, les données utilisées pour discuter de la distribution spatiale des amas globulaires sont extraites de ce catalogue :

- Les coordonnées galactiques; longitude  $l$  et latitude  $b$  en degrés
- Les positions  $(x_H, y_H, z_H)$  en kpc dans un référentiel héliocentrique où  $x_H$  est dirigé vers le centre galactique,  $y_H$  dans la direction de la rotation et  $z_H$  vers le pôle nord galactique.
- La distance galactocentrique<sup>1</sup>  $R_{gc}$  en kpc, en supposant la distance du soleil à  $R_{gc} = 8$  kpc.

Nous effectuons une transformation des positions de H10 dans un référentiel inertiel Galactocentrique dans lequel  $x$  est dirigé vers l'anticentre et le soleil est fixé à  $(x_\odot, y_\odot, z_\odot) = (8, 0, 0)$  kpc du centre de la Galaxie. Les nouvelles positions des amas globulaires dans ce référentiel sont définies par  $(x, y, z) = (8 - x_H, y_H, z_H)$ . Nous calculons la distance  $R$  au centre de la Galaxie dans le plan du disque par  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$

Pour l'analyse de la cinématique des amas globulaires, nous utilisons uniquement les vitesses radiales héliocentriques  $V_r$  (en  $km \cdot s^{-1}$ ) fournies dans le catalogue de H10. Les valeurs sont majoritairement extraites de quatre sources bibliographiques, la plus récente étant celle de Carretta et al. [2009b] pour 17 amas globulaires dont quatre ont des métallicités  $[Fe/H] \geq -1$  dex (NGC 104, 6388, 6441 et 6838).

---

1. Distance dans l'espace à trois dimensions.



### 2.2.2 Métallicités et âges

Depuis une dizaine d'années, la spectroscopie des amas globulaires a révélé une complexité inattendue. La plupart des amas globulaires montrent des anticorrélations entre certains éléments qui sont aujourd'hui interprétées comme le résultat de la formation de deux ou plusieurs populations stellaires (Carretta et al. [2009c]; Carretta et al. [2009b]). Certains amas montrent également une dispersion en métallicité. Pour notre étude toutefois, nous resterons à un niveau "classique" et considérerons que les amas peuvent être représentés par une métallicité et abondance en éléments  $\alpha$  uniques. La métallicité qui désigne l'abondance en éléments plus lourds que l'hélium (parfois approximée uniquement par l'abondance en fer), d'un objet est définie par le rapport  $[M/H]$  (ou  $[Fe/H]$ ). Dans ce chapitre, la métallicité et les âges sont tirés des catalogues suivants :

- *Le catalogue de Harris [1996] (Édition 2010) (H10)* : parce qu'il représente la base de donnée la plus extensive et la plus consistante sur les amas globulaires, nous utilisons la métallicité référencée dans ce catalogue où la valeur de  $[Fe/H]$  est une moyenne pondérée de plusieurs estimations de métallicité, le poids le plus important étant attribué aux métallicités mesurées par Carretta et al. [2009a] (détails, ci-dessous).
- *La compilation de Carretta et al. [2010] (C10)* : composée de 95 amas globulaires galactiques, cette compilation liste, entre autres, des paramètres d'âges et des valeurs de métallicité que nous utiliserons dans la troisième partie de ce chapitre. En premier lieu, les valeurs de  $[Fe/H]$  sont issues de la table A.1 de Carretta et al. [2009a] (C09) où les métallicités sont en majeure partie définies par une moyenne pondérée entre les valeurs de  $[Fe/H]$  mesurées par C09 à partir des spectres de UVES et GIRAFFE, celles de Kraft and Ivans [2003], les métallicités de Zinn and West [1984] ainsi que celles de Rutledge et al. [1997], chacune d'entre elles transformées sur l'échelle de métallicité définie par C09. En second lieu, les paramètres d'âges (c'est à dire l'âge des amas sur une échelle de 0 à 1) fournis sont principalement évalués en moyennant les âges mesurés par Marín-Franch et al. [2009] et ceux de De Angeli et al. [2005] (discutés plus bas) corrigés de 8% pour les amas avec  $-1.8 < [Fe/H] < -1.1$ . Lorsque les données ne sont pas disponibles dans les deux références précédentes, C10 proposent ceux mesurés par Vandenberg [2000] normalisés tel que  $13.5 \text{ Gyr} = 1.00$ . Nous obtenons les âges absolus en multipliant les paramètres d'âge, donnés dans C10, par 13.5 Gyr.

Il y a deux grandes techniques communément utilisées pour estimer les âges relatifs des amas globulaires à partir de la photométrie via le diagramme couleur-magnitude : la méthode horizontale et la méthode verticale. La méthode horizontale consiste à évaluer la différence de couleur entre le coude de la séquence principale (Main Sequence Turn-Off, ci-après MSTO) et la branche des géantes rouges. Quant à la méthode verticale, elle fournit les âges relatifs à partir de la mesure de la différence de magnitude entre le MSTO et la branche horizontale. La position exacte du MSTO dépend donc de l'âge mais également de la métallicité.

- *L'échantillon de Marín-Franch et al. [2009] (MF09)*. Les auteurs mesurent les âges relatifs de 64 amas globulaires observés par Advanced Camera for Survey (ACS) sur le Télescope Spatial Hubble à partir de la photométrie en utilisant une approche qui consiste à comparer la position relative du MSTO entre les amas. MF09 utilisent les valeurs de  $[Fe/H]$  listés dans le catalogue de Rutledge et al. [1997] (R97) où les métallicités des amas sont évaluées de manière homogène (à partir de l'index du calcium  $W'$ ). Puisque MF09 montrent que les âges mesurés par De Angeli et al. [2005] (DeA05) sont consistants avec leurs résultats, nous ajoutons à l'échantillon de MF09, les âges et

les métallicités (sur l'échelle de [Carretta and Gratton \[1997\]](#); CG97) de 12 amas globulaires issus de DeA05. Nous notons que l'échantillon obtenu est similaire à celui utilisé par [Forbes and Bridges \[2010\]](#). La méthode utilisée par MF09 fournit une précision de l'ordre de 2% à 7% sur la mesure des âges relatifs.

- *L'échantillon de [VandenBerg et al. \[2013\]](#) (V13)*. A partir des données photométriques de ACS ainsi qu'une version améliorée de la méthode verticale, V13 dérivent l'âge de 55 amas globulaires en utilisant les métallicités de C09. La procédure utilisée fournit une incertitude  $< 0.25$  Gyr pour les incertitudes sur les distances et métallicités adoptées. La précision sur les âges mesurés par V13 est de l'ordre de  $\pm 1.5 - 2$  Gyr.

Dans la suite de ce chapitre, nous discutons principalement des amas globulaires riches en métaux que nous définissons par  $[Fe/H] \geq -1$ . Les limites de notre échantillon sont discutés, ci-après.

### 2.2.3 Les éléments $\alpha$

Les éléments  $\alpha$  que sont l'oxygène (O), le magnésium (Mg), le silicium (Si), le calcium (Ca) et le titane (Ti) sont produits au sein des étoiles massives ( $> 8M_{\odot}$ ) qui meurent en supernova de type II permettant alors le rejet d'une fraction de ces éléments chimiques dans le milieu interstellaire, polluant ainsi les générations d'étoiles suivantes. L'abondance en éléments  $\alpha$  (définie par  $[\alpha/Fe]$ ) au sein des étoiles nouvellement formées augmente rapidement en raison de la durée de vie très courte des étoiles massives ( $\sim 1 - 10$  Myr). Le fer est rejeté également par les SNII mais la plus grande fraction provient des supernova de type Ia (SNIa), formée à partir de systèmes binaires d'étoiles de plus petites masses. Le temps nécessaire pour former une SNIa est mal connu précisément, mais varie sans doute de moins de 1 Gyr à quelques Gyr. L'augmentation progressive de la quantité de fer dans le milieu interstellaire par les SNIa diminue le rapport  $[\alpha/Fe]$ . Les abondances chimiques, et en particulier les abondance en éléments  $\alpha$ , sont aujourd'hui essentielles pour identifier la population stellaire à laquelle une étoile appartient ("chemical tagging"). La comparaison des abondances mesurées sur les amas globulaires avec celles mesurées sur les étoiles de champ de même métallicité est donc nécessaire pour compléter l'inventaire qui est fait dans ce chapitre.

Pour définir l'abondance en éléments  $\alpha$  des amas globulaires, nous utilisons les références bibliographiques listées dans la table A.1 de la compilation de [Carretta et al. \[2010\]](#) et nous récupérons, au sein de chacune de ces références, les valeurs de  $[Mg/Fe]$ ,  $[Si/Fe]$  et  $[Ca/Fe]$  ainsi que  $[Fe/H]$ . Nous définissons alors le taux  $[\alpha/Fe]$  par la moyenne de  $[Mg/Fe]$ ,  $[Si/Fe]$  et  $[Ca/Fe]$ .

## 2.3 Distribution spatiale des amas globulaires riches en métaux

### 2.3.1 Définition de notre échantillon

Il n'y a pas une unique façon de définir une population d'amas globulaires afin d'étudier ses possibles connections avec le disque épais. Une première méthode serait de sélectionner tous les amas situés à moins de 10 kpc du centre galactique, sachant qu'au-delà, la population du disque épais, caractérisée par les étoiles enrichies en éléments  $\alpha$ , devient négligeable. Cette définition revient à sélectionner une centaine d'amas, dont une

soixantaine avec une métallicité  $[Fe/H] < -1$  dex. Or, à ces métallicités les propriétés du disque épais de la Galaxie ne sont pas bien connues. De plus, il est difficile de différencier les étoiles du disque épais et du halo (en supposant que cette distinction ait un sens) dont les abondances chimiques sont très proches (voir, par exemple, [Nissen and Schuster \[2010\]](#)) mais pour lesquelles les différences dans la répartition spatiale, l'âge et la cinématique sont essentiellement inconnues. En conséquence, nous choisissons de définir notre échantillon d'amas globulaires en sélectionnant les amas avec  $[Fe/H] > -1.0$  parce que les propriétés du disque épais sont mieux connues dans cette limite de métallicité. Ainsi, sur les 157 amas globulaires identifiés dans la Voie Lactée, 47 appartiennent à notre échantillon d'amas riches en métaux.

Parmi les amas globulaires riches en métaux de notre sélection, cinq amas pour lesquels  $R > 10$  kpc et  $|z| > 3$  kpc (voir la Fig. 2.1 et sur la Fig. 2.2) doivent être discutés plus en détails. Il s'agit de Whiting 1, Terzan 7, Palomar 12, Palomar 1 et BH 176 :

- **Whiting1** ( $R_{gc} = 34.5$ ) est parmi les amas globulaires les plus jeunes (6.5 Gyr; [Carraro et al. \[2007\]](#), ci-après C07) du halo externe de la Voie Lactée. C07 étudie la fonction de luminosité et la densité de surface de Whiting 1 et montrent que l'amas perd de la masse car déchiré par les effets de marée de la Voie Lactée. De plus la distance de Whiting 1 le place sur un courant stellaire associé à la galaxie naine du Sagittaire (ci-après, Sgr dSph pour Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy). Ajouté aux similitudes entre la vitesse radiale de l'amas et celles des étoiles de la traînée de marée, C07 suggèrent que Whiting 1 est un amas globulaire **originaire de Sgr dSph**.
- **Terzan 7** ( $R_{gc} = 15.6$ ) est spatialement et chimiquement **associé à Sgr dSph**. Spatialement car il se situe à moins de 1 kpc du plan des débris de Sagittaire. Chimiquement parce que la métallicité et l'abondance en éléments  $\alpha$  (Mg, Si, Ca) des étoiles de Terzan 7 est compatible avec la relation  $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$  des étoiles associées au corps principal de Sgr dSph ([Ibata et al. \[1995\]](#); [Marconi et al. \[1998\]](#); [Sbordone et al. \[2005\]](#); [van den Bergh and Mackey \[2004\]](#))
- **Palomar 12 - Pal12** ( $R_{gc} = 15.8$ ) est un amas dont la cinématique suggère une association possible avec des courants stellaires de Sgr dSph ([Martínez-Delgado et al. \[2002\]](#); [Palma et al. \[2002\]](#); [Bellazzini et al. \[2003a\]](#); [Bellazzini et al. \[2003b\]](#); [Majewski et al. \[2004\]](#)). [Cohen \[2004\]](#) et [Sbordone et al. \[2005\]](#) concluent que Pal 12 est **associé à Sgr dSph** en raison de sa métallicité ( $\sim -0.83$ ; H10, MF09 et V13) et de sa faible abondance en éléments  $\alpha$
- **Palomar 1 - Pal1**, ( $R_{gc} = 17.3$ ) est un amas jeune ( $5 \pm 1$  Gyr; [Sarajedini et al. \[2007\]](#), 7.3 Gyr; [Marín-Franch et al. \[2009\]](#), [Sakari et al. \[2012\]](#)) du halo galactique dont la métallicité et les paramètres structuraux sont différents de ceux connus pour les amas ouverts ou les amas globulaires de la Voie Lactée. Son âge et sa métallicité rappellent ceux des amas globulaires Pal 12 et Terzan 7 associés à Sagittaire mais son abondance en Na, Al, Cu et Zn diffère de cette galaxie naine et du Grand Nuage de Magellan ([Sakari et al. \[2012\]](#)). Pal 1 est probablement **lié à un événement récent d'accrétion** ([Sarajedini et al. \[2007\]](#)).
- **BH176**, ( $R_{gc} = 12.9$ ) est un amas dont la nature est encore très largement débattue. Il a été suggéré que BH176 pourrait être un vieil ( $\sim 7$  Gyr) amas ouvert ([van den Bergh and Hagen \[1975\]](#); [Davoust et al. \[2011\]](#)) qui appartiendrait au disque épais ([Sharina et al. \[2014\]](#)) ou un amas globulaire jeune et riche en métaux membre du halo galactique ([Ortolani et al. \[1995\]](#), [Davoust et al. \[2011\]](#)).

Notre objectif principal étant d'étudier le lien entre les amas globulaires riches en métaux et la population stellaire du disque épais, sachant que l'origine extragalactique de ces amas étant raisonnablement établie, Whiting 1, Terzan 7, Pal 12, Pal 1 ne sont pas pris en compte dans la comparaison qui est faite entre la population de disque épais et le système d'amas riches en métaux. De même, la nature indéterminée de BH176 nous amène à l'exclure de notre échantillon.

### 2.3.2 Positions et structuration

Une première façon d'étudier la répartition spatiale des amas globulaires dans la Voie Lactée est de regarder directement la projection de leurs positions dans les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$ , montré sur la Fig. 2.1. À l'exception des cinq amas discutés dans la Sect. 2.3.1, les amas riches en métaux (ronds rouges,  $[Fe/H] \geq -1$  dex) sont concentrés dans les régions centrales de la Galaxie ( $R < 10$  kpc) et dans le plan du disque galactique ( $|z| < 5$  kpc). Par opposition, le système d'amas pauvres en métaux (ronds gris,  $[Fe/H] < -1$  dex) est plus étendu vers les régions externes de la Galaxie ( $R > 50$  kpc et  $|z| > 20$  kpc).

La méthode suivante permet de comprendre la structuration du système d'amas globulaires en analysant la distribution des amas dans l'espace  $|z| - R$  où  $|z|$  est la distance perpendiculaire au plan du disque galactique et  $R$ , la distance au centre de la Galaxie dans le plan du disque galactique. Ceci est montré sur la Fig. 2.2. Les lignes verticales et horizontales renseignent respectivement sur l'étendue radiale dans le plan du disque et l'épaisseur par rapport au plan de 90% du système d'amas riches (lignes rouges) et pauvres en métaux (lignes grises). Pour information, la table 2.1 référence les valeurs pour 10 %, 50% et 90 % des amas de chaque population. Ainsi, 90 % des amas globulaires riches en métaux sont confinés à moins de 4 kpc du plan du disque galactique et concentrés dans un cercle de 8 kpc de rayon du centre de la Galaxie, en accord avec notre observation précédente (Fig. 2.1). La structure du système d'amas riches en métaux rappelle celle d'un disque. Si nous définissons l'aplatissement  $f$  d'un disque par le rapport entre une distance caractéristique mesurée dans le plan et celle mesurée perpendiculairement au plan alors l'aplatissement  $f = \frac{z_{90}}{R_{90}}$  du système d'amas riches en métaux est de  $f = 0.4$  tandis que celui du système d'amas pauvre en métaux vaut  $f = 0.8$ . La population à métallicité élevée possède donc une structure spatiale qui ressemble à celle d'un disque "épais" alors que celle de la population à basse métallicité suggère un sphéroïde légèrement aplati. Notons que la distance au plan galactique augmente avec la distance dans le disque pour les deux populations d'amas globulaires (voir Fig. 2.2).

Bien que l'observation des régions internes de la Galaxie soit difficile en raison de la forte extinction interstellaire causée par les poussières, la moitié des amas globulaires riches en métaux est localisée dans les 3 kpc autour du centre galactique. Cette région qui recoupe l'environnement du bulbe galactique contient une structure non axisymétrique, la barre galactique. Les dimensions de la barre galactique sont  $(3.5 : 1.4 : 1.0)$  kpc et elle est inclinée d'un angle de  $25^\circ$  par rapport à la direction Soleil-centre galactique (Gardner and Flynn [2010]). La Fig. 2.3 montre les positions spatiales des amas globulaires riches en métaux situés dans l'environnement du bulbe galactique. La barre centrale est représentée par une ellipse dans le plan  $(x, y)$  et son épaisseur est signalée par deux segments horizontaux sur le plan  $(x, z)$ . La distribution des amas montre une structure allongée similaire à celle de la barre galactique. Toutefois, une majorité des amas se positionne dans la région de la barre vers les  $x$  positifs. Nikiforov and Smirnova [2013] suggèrent que cette

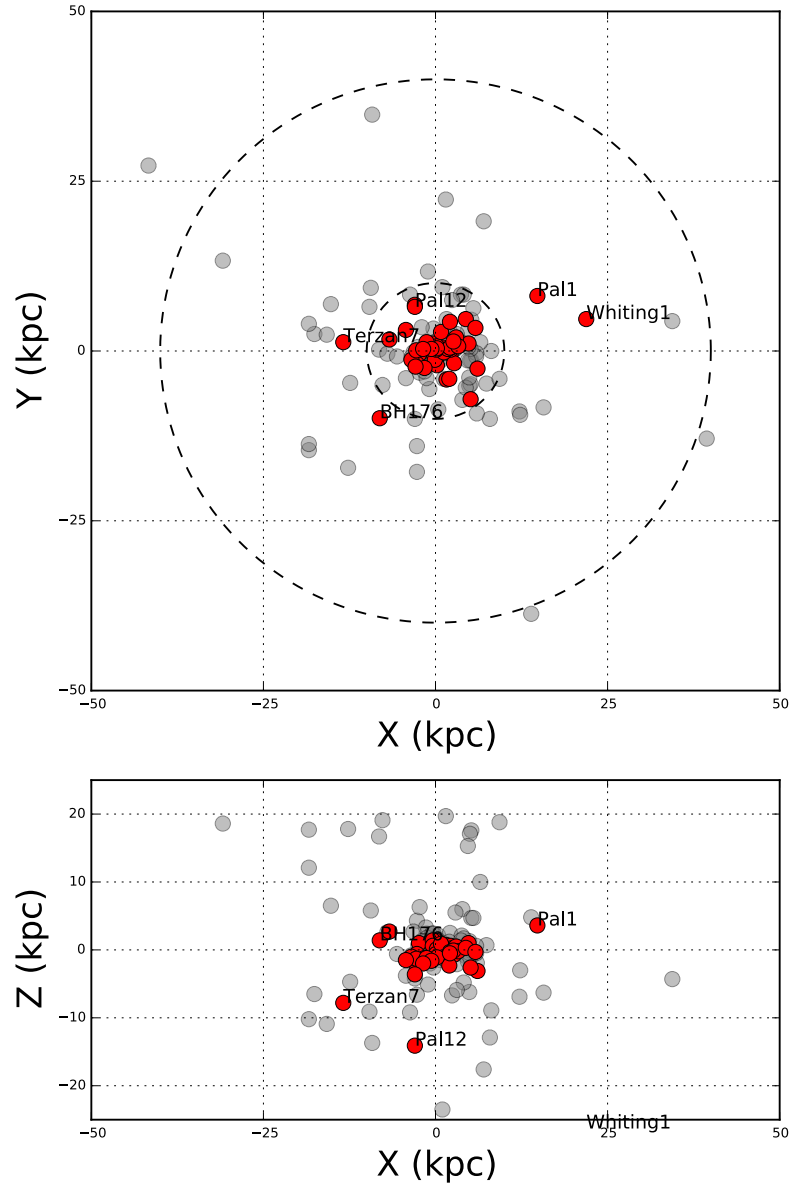


FIGURE 2.1 – Projections des positions des amas globulaires sur les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$ . Les amas riches (resp. pauvres) en métaux sont représentés par des ronds rouges (resp. ronds gris). Cinq amas, Whiting 1, Terzan 7, Pal 1, Pal 12 et BH176 sont distants du reste de la distribution des amas riches en métaux, en étant à plus de 10 kpc dans le plan  $(x, y)$  et/ou plus de 5 kpc dans le plan  $(x, z)$ . Les 4 premiers sont associés à la galaxie naine du Sagittaire. La nature (amas ouvert ou amas globulaire) de BH176 est encore débattue. Les rayons du cercle le plus interne vers le plus externe sont 10 kpc et 40 kpc. Dans ce référentiel, le Soleil est placé à  $(x_{\odot}, y_{\odot}, z_{\odot}) = (8., 0., 0.)$  kpc.

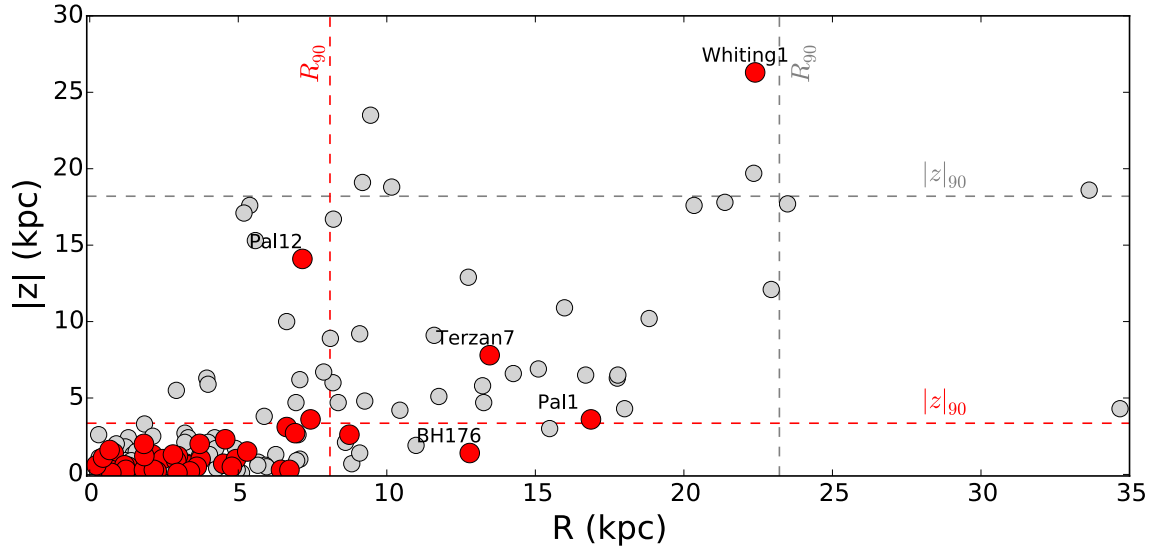


FIGURE 2.2 – Distribution de la totalité des amas globulaires de la Voie Lactée dans l'espace  $|z|$  -  $R_{plan}$ , avec  $|z|$  la valeur absolue de la position le long de la direction  $z$  et  $R_{plan}$  la distance au centre galactique dans le plan du disque. Les lignes verticales rouges et grises indiquent les rayons qui contiennent 90% des amas riches et pauvres en métaux, respectivement. L'équivalent pour la distance au plan galactique est indiqué par les lignes horizontales rouges et grises.

	$R_{10}$	$R_{50}$	$R_{90}$	$z_{10}$	$z_{50}$	$z_{90}$
All MR :	0.72	2.96	8.09	0.20	0.95	3.35
Inner MR :	0.69	2.63	6.68	0.20	0.65	2.45
All MP :	1.15	5.89	23.21	0.50	2.60	18.20
Inner MP :	0.88	3.26	7.04	0.30	1.25	4.25

TABEAU 2.1 – Distances caractéristiques du système d'amas globulaires riches en métaux ("Metal Rich"; MR) et pauvres en métaux ("Metal Poor" MP) de la Voie Lactée.  $R_{10}$ ,  $R_{50}$  et  $R_{90}$  sont les rayons (dans le plan du disque) qui contiennent, respectivement, 10%, 50% et 90% des amas. De façon similaire,  $z_{10}$ ,  $z_{50}$  et  $z_{90}$  sont les distances au plan galactique qui contiennent, respectivement, 10%, 50% et 90% des amas. "Inner MR" et "Inner MP" indiquent, respectivement, le système d'amas globulaires riches et pauvres en métaux situés à moins de 10 kpc du centre galactique (voir le texte). Toutes les distances sont exprimées en kpc.

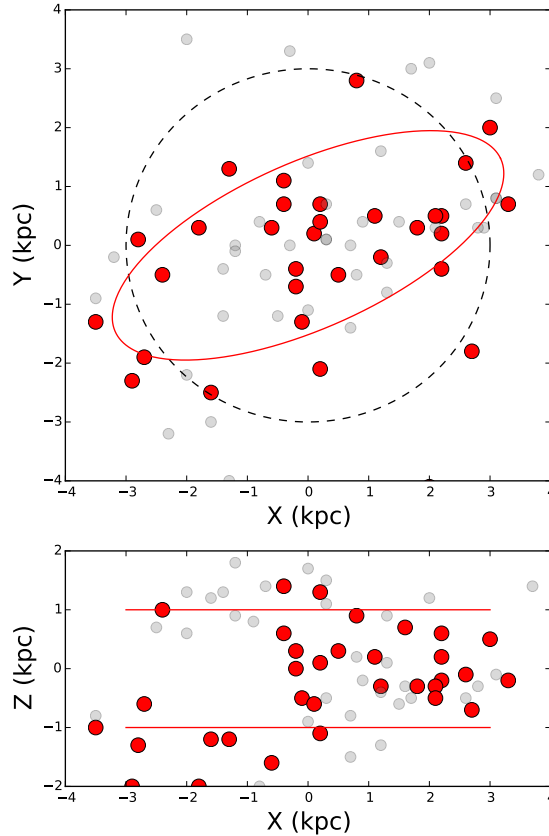


FIGURE 2.3 – Projections des positions des amas globulaires riches en métaux (ronds rouges) sur le plan  $(x, y)$  dans les régions centrales de la Galaxie. Le cercle noir en tirets montre la région à moins de 3 kpc du centre galactique. Les dimensions de la barre galactique sont  $(3.5 : 1.4 : 1)$  kpc et son inclinaison est de  $25^\circ$  par rapport à la direction Soleil-centre galactique (Gardner and Flynn [2010]). La barre est représentée par une ellipse rouge dans le plan  $(x, y)$ . Son épaisseur est indiquée par les lignes horizontales dans le plan  $(x, z)$ . Les ronds gris représentent les amas pauvres en métaux. Le Soleil se trouve à  $(x_\odot, y_\odot, z_\odot) = (8, 0, 0)$  kpc. Le déficit d'amas globulaires à  $x < 0$  pourrait être dû à l'extinction.

asymétrie est la conséquence d'une forte extinction et Ivanov et al. [2005] proposent - en se basant sur la localisation des amas connus et en assumant une symétrie radiale dans la distribution des amas autour du centre galactique - que la Voie Lactée contient au moins  $10 \pm 3$  amas globulaires encore à découvrir dans les régions centrales.

### 2.3.3 Les amas globulaires et la loi de densité du disque épais

Armandroff [1989] montre que les propriétés spatiales et cinématiques des amas globulaires riches en métaux sont similaires à celles de la population stellaire du disque épais. En conséquence, il propose d'associer en terme de formation et d'évolution les amas globulaires riches en métaux au disque épais de la Galaxie. Cependant, parce qu'une fraction conséquente de ces amas se distribue dans l'environnement du bulbe galactique, la question du lien entre ces amas et la population du bulbe est posée depuis longtemps. Les amas globulaires riches en métaux à  $R_{gc} \leq 3$  kpc sont-ils associés au bulbe ou au disque épais de la Galaxie? Pour y répondre, Minniti [1995] a comparé, par exemple, la densité de surface des amas riches en métaux au profil de densité du disque épais. Ces résultats montrent que la distribution des amas est trop piquée pour être correctement

reproduite par un profil exponentiel d'échelle de longueur  $h_r = 3.5$  kpc (l'échelle de longueur favorisée pour le disque épais dans les années 90). Il en conclut alors que les amas globulaires à forte métallicité doivent être associés au bulbe plutôt qu'au disque épais de la Galaxie.

Récemment, [Bovy et al. \[2012\]](#) ont montré que l'échelle de longueur du disque épais, défini en utilisant l'abondance en éléments  $\alpha$ , est plus courte que lorsque le disque épais est défini "géométriquement" (c'est à dire comme la population dominante pour  $1 \leq |z| \leq 5$  kpc du plan galactique). Ainsi, selon [Bovy et al. \[2012\]](#), le disque épais peut-être représenté par une échelle de longueur estimée à 1.8 kpc, soit une longueur deux fois plus courte que celle utilisée par [Minniti \[1995\]](#). C'est pourquoi nous souhaitons réviser le lien entre les amas globulaires riches en métaux et la population stellaire du disque épais en terme de distribution spatiale. Le nouveau profil de densité du disque épais peut-il mieux représenter la distribution des amas riches en métaux? Pour y répondre, nous comparons la densité de surface des amas globulaires riches en métaux au profil de densité exponentielle du disque épais à la fois avec une échelle de longueur de  $h_r = 3.5$  kpc ([Minniti \[1995\]](#)) et avec  $h_r = 1.8$  kpc ([Bovy et al. \[2012\]](#)).

### 2.3.3.1 La densité de surface

La Fig. 2.4 montre la densité de surface  $\Sigma(R)$  des amas globulaires riches en métaux (courbe noire) en fonction de la distance  $R$  au centre galactique dans le plan du disque de la Voie Lactée. La densité de surface est définie comme le nombre d'amas localisés dans un anneau de rayon interne  $R$  et de rayon externe  $R + \Delta R$  avec  $\Delta R = 1$  kpc. Elle s'exprime par  $\Sigma(R) = \frac{\Delta N}{\Delta S}$ , où  $\Delta S$  est la surface de l'anneau tel que  $\Delta S = \pi(R + \Delta R)^2 - \pi R^2$  et  $\Delta N$  est le nombre d'objets dans la surface considérée. L'erreur sur la densité de surface est proportionnelle à  $\sqrt{\Delta N}$ . Par exemple, la densité de surface à  $R = 1.5$  kpc du centre galactique correspond au nombre d'amas dans un anneau de rayon interne de 1 kpc et de rayon externe de 2 kpc. Les profils de densité exponentielle dans la direction radiale uniquement avec  $h_r = 3.5$  kpc et  $h_r = 1.8$  kpc sont représentés par les courbes bleues et rouges respectivement. Les densités de surface sont normalisées de sorte que l'aire sous chaque courbe vaut 1. Le panneau du bas montre le logarithme de la densité de surface en fonction de  $R$ .

La loi de densité du disque épais avec  $h_r = 3.5$  kpc sous-estime le nombre d'amas à  $R < 3$  kpc et surestime le nombre d'amas à  $R > 3$  kpc, confirmant le résultat de [Minniti 1995](#). A contrario, la loi de densité du disque épais avec  $h_r = 1.8$  kpc est consistant avec la densité de surface des amas riches en métaux à  $R < 10$  kpc. Dans le premier kpc, le nombre d'amas estimé est légèrement inférieur à l'erreur sur le nombre d'amas observés, cependant, la loi de densité exponentielle du disque épais ne tient pas compte de la présence d'une structure non axisymétrique dans les régions internes de la Galaxie. Or nous verrons via l'utilisation de simulations numériques, dans le Chapitre 4, que la présence d'une barre centrale favorisent le confinement des amas globulaires dans le bulbe de la Galaxie. La différence à  $R > 10$  kpc entre la densité de surface des amas globulaires riches en métaux et la loi exponentielle avec  $h_r = 1.8$  kpc peut s'expliquer par la nature des amas qui peuplent ces régions. En effet, nous avons noté précédemment que les amas globulaires riches en métaux à  $R > 10$  kpc sont pour la plupart associés à un évènement d'accrétion. Leur origine extragalactique peut donc expliquer le désaccord avec la loi de densité du disque épais. Il faut souligner malgré tout que le petit nombre d'amas dans ces régions implique une erreur statistique grande, et les deux échelles de longueur sont compatibles avec les données au-delà de 12kpc.



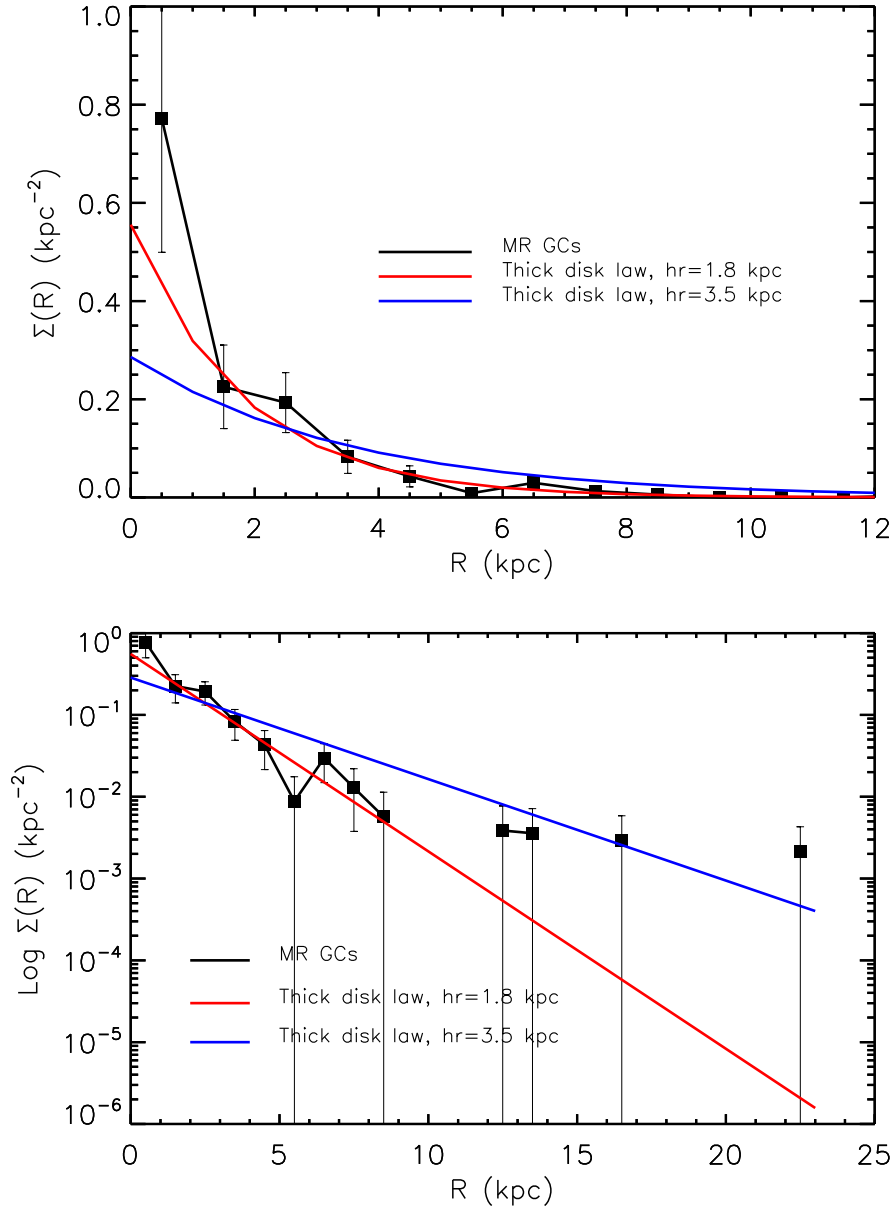


FIGURE 2.4 – *Panneau du haut* : Densité de surface  $\Sigma$  en fonction de la distance  $R$  au centre galactique (dans le plan du disque) pour les amas globulaires riches en métaux de la Voie Lactée (courbe noire). Les profils de densité exponentielle en  $R$  du disque épais avec échelle de longueur  $h_r = 3.5$  kpc et  $h_r = 1.8$  kpc sont représentés par les courbes bleues et rouges, respectivement. Les densités de surface sont normalisées de sorte que l'aire sous la courbe vaut 1. *Panneau du bas* : Même signification que le panneau du haut, mais ici la densité de surface est montrée en échelle logarithmique.

### 2.3.3.2 Distances caractéristiques

Une autre approche pour comparer la distribution spatiale des amas globulaires riches en métaux à celle de la population stellaire du disque épais est de comparer les distances caractéristiques du système d'amas observé avec celle d'une population simulée selon le profil de densité du disque épais. Pour ce faire, nous simulons, à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo (la méthode d'acceptation-rejet) un système de 50 objets<sup>2</sup> en accord avec la loi exponentielle du disque épais avec  $h_r = 3.5$  kpc et  $h_z = 1.8$  kpc. L'échelle de hauteur est fixée à  $h_z = 1.0$  kpc. À partir des distances dans le plan (R) et en trois dimensions ( $R_{gc}$ ) des objets, nous estimons, respectivement, les rayons  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$ , qui contiennent 50% des amas simulés. Le processus est ensuite répété 500 fois et les estimations des rayons  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$  pour tous les systèmes simulés sont présentées sous forme d'histogrammes sur la Fig. 2.5.

Les histogrammes de la Fig. 2.5 montrent les estimations de  $R_{50}$  (panneau du haut) et  $R_{gc,50}$  (panneau du bas) pour 500 systèmes de 50 amas globulaires simulés selon la loi de densité du disque épais dont les échelles de longueur sont  $h_r = 3.5$  kpc (distribution bleue) et  $h_r = 1.8$  kpc (distribution rouge). Les valeurs moyennes de  $R_{50}$  (resp.  $R_{gc,50}$ ) sont indiquées par les lignes verticales rouges et bleues selon les distributions. Les lignes noires indiquent les estimations de  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$  pour la totalité des amas riches en métaux de la Voie Lactée (lignes pleines) et pour l'échantillon sans BH176 et les amas d'origine extragalactique (lignes pointillées). La loi de densité du disque épais avec  $h_r = 3.5$  kpc implique que 50% des amas sont attendus dans les  $\sim 6$  kpc internes de la Galaxie. Or, dans la Voie Lactée, 50% des amas riches en métaux se situent dans les 3 kpc autour du centre galactique. Une échelle de longueur de 3.5 kpc n'est clairement pas adaptée pour caractériser la distribution spatiale de ces amas. A contrario, la loi de densité avec  $h_r = 1.8$  kpc donne des estimations du  $R_{50}$  en accord avec les observations. Néanmoins, ces estimations sont légèrement supérieures à la mesure du  $R_{50}$  pour l'échantillon d'amas riches en métaux à moins de 10 kpc du centre. Nous verrons, dans le Chapitre 4, au travers de la simulation numérique modélisant l'évolution d'une galaxie isolée type Voie Lactée que le rayon  $R_{50}$  de son système d'amas globulaires a diminué d'environ 15% après la formation d'une barre dans les régions centrales. Ici, les amas sont simulés selon une loi de densité axi-symétrique. L'impact d'une barre centrale sur la distribution spatiale des amas simulés n'est donc pas prise en compte. Nous suggérons donc que la moyenne des distributions des  $R_{50}$  pour les systèmes simulés pourrait être environ 15 % plus élevée que ce qui serait attendu en présence d'une barre galactique.

### 2.3.3.3 Estimation des échelles de longueur et de hauteur

Nous utilisons à présent le modèle présenté précédemment pour estimer plus justement les échelles de longueur et de hauteur de la population d'amas globulaires riches en métaux de la Voie Lactée. En substance, pour une échelle de hauteur fixée, nous cherchons quelle échelle de longueur permet d'obtenir un rayon médian moyen  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$  proche du rayon médian évalué pour les amas observés. Inversement pour estimer l'échelle de hauteur en fixant l'échelle de longueur.

Les panneaux du haut de la Fig. 2.6 montrent la variation de la moyenne du  $R_{50}$  (à

2. Ce nombre est similaire au nombre d'amas globulaires riches en métaux de la Voie Lactée.

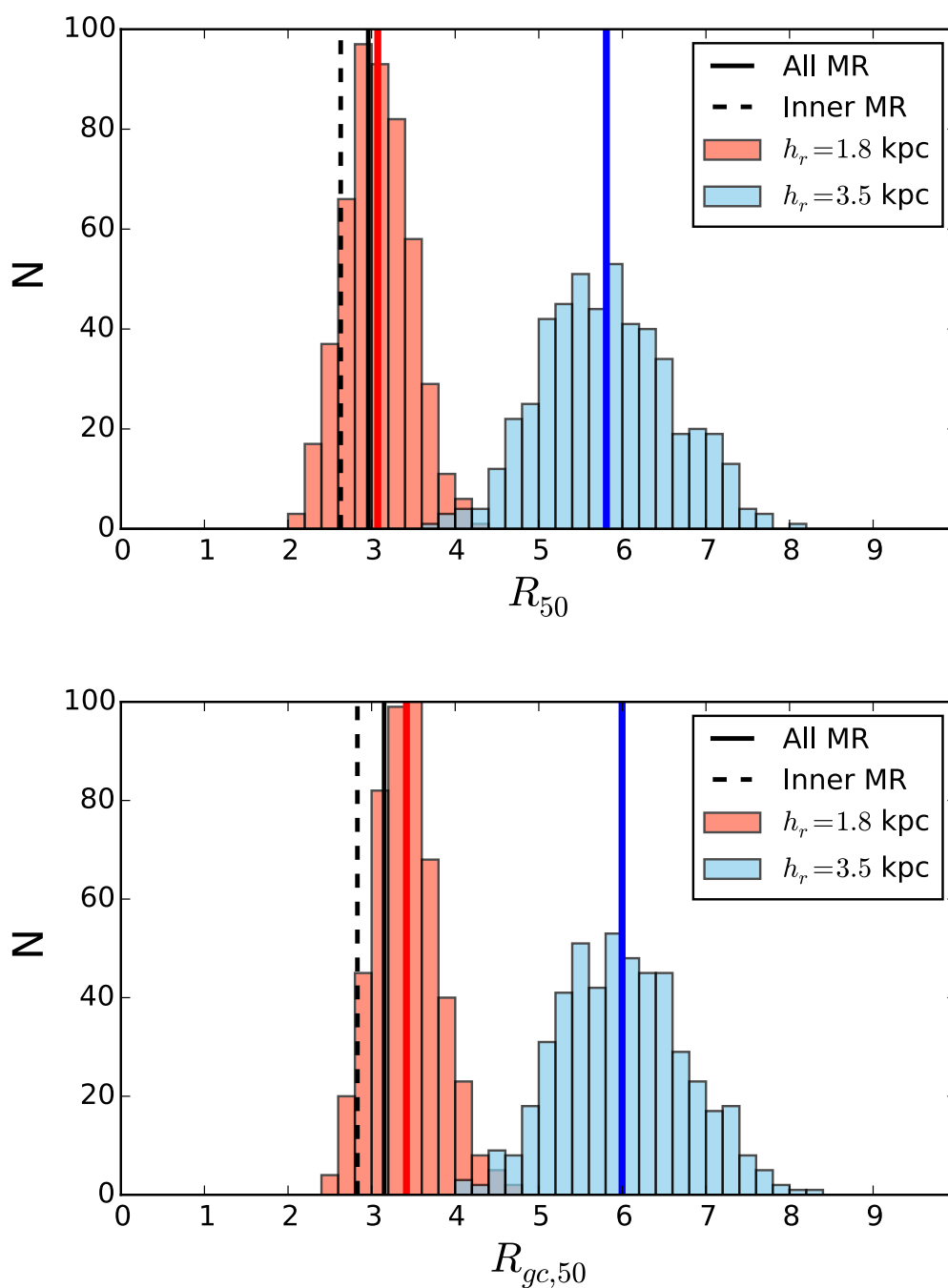


FIGURE 2.5 – *Panneau du haut* : Histogrammes des rayons  $R_{50}$ , évalués pour 500 systèmes d’amas simulés à l’aide d’une méthode de Monte-Carlo. Chaque système contient 50 amas globulaires, donc un nombre similaire à celui de la population d’amas galactiques riches en métaux. Deux différentes distributions sont montrées : l’une avec une échelle de longueur de  $h_r = 3.5$  kpc (en bleu) et l’autre avec une échelle de  $h_r = 1.8$  kpc (en rouge). Les lignes verticales rouge et bleu indiquent la moyenne de chaque distribution. La ligne noire pleine indique le rayon  $R_{50}$  des amas globulaires galactiques riches en métaux (échantillon All MR) ; la ligne noire pointillée indique le rayon  $R_{50}$  des amas globulaires galactiques riches en métaux qui se trouvent à moins de 10 kpc du centre galactique (échantillon Inner MR). *Panneau du bas* : même signification, mais pour la distribution des rayons  $R_{gc,50}$  dans l’espace à 3 dimensions.

gauche) et du  $R_{gc,50}$  (à droite) en fonction de l'échelle de longueur appliquée pour la modélisation de 500 systèmes d'amas globulaires simulés en accord avec la loi de densité exponentielle du disque épais. L'échelle de hauteur est fixée à 1 kpc (ligne bleue), 0.8 kpc (ligne rouge) et 0.6 kpc (ligne verte). Les lignes pointillées horizontales indiquent les valeurs observées pour les amas riches en métaux de la Voie Lactée. La Fig. 2.6 confirme que pour un  $R_{50}$  entre 2 et 3 kpc, l'échelle de longueur est inférieure à 2 kpc. La Fig. 2.5 montre que  $R_{50}$  peut varier entre 2 et 4 kpc en raison de l'incertitude statistique de la détermination du  $R_{50}$  sur un échantillon de 50 objets. Si on prend en compte cet intervalle, alors l'échelle de longueur varie entre 1.2 et 2.4 kpc. On reste donc loin de 3.5 kpc. La Fig. 2.6 (panneaux du bas) montre que  $h_z$  a un effet minime sur la détermination de la valeur moyenne de la distribution des rayons  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$ . Par conséquent, la détermination de l'échelle de longueur, à partir des valeurs de  $R_{50}$  et  $R_{gc,50}$  (panneaux de haut) ne dépend que peu de l'incertitude qu'il peut y avoir sur l'échelle de hauteur. Réciproquement, la figure qui montre  $R_{gc,50}$  en fonction de  $h_z$  (bas droite) ne donne que peu de contraintes sur l'échelle de hauteur du système d'amas globulaires.

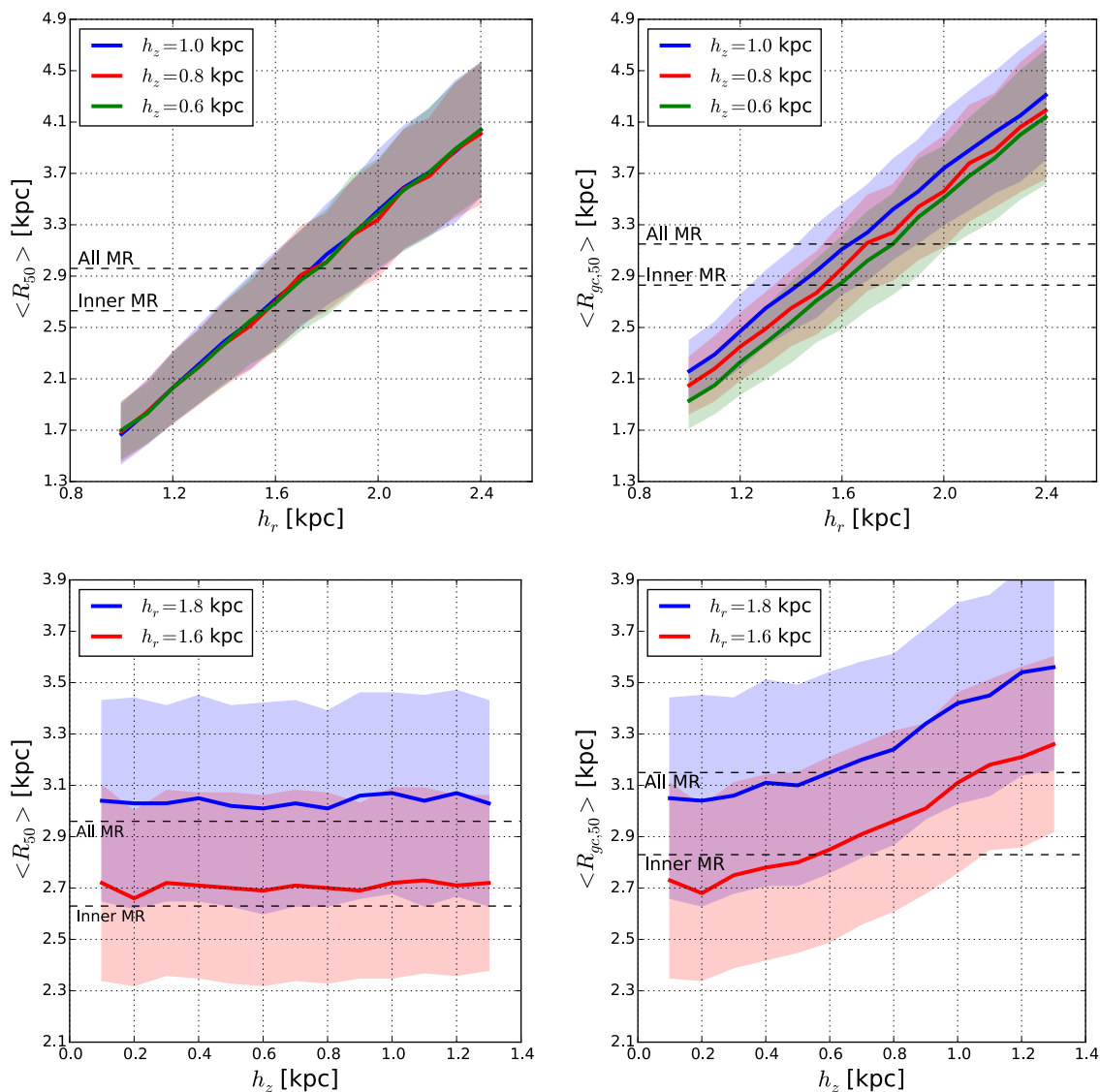


FIGURE 2.6 – Moyenne des rayons  $\langle R_{50} \rangle$  et  $\langle R_{gc,50} \rangle$  en fonction de l'échelle de longueur (panneaux du haut) et de l'échelle de hauteur (panneaux du bas).  $\langle R_{50} \rangle$  (resp.  $\langle R_{gc,50} \rangle$ ) est la moyenne des rayons, dans le plan du disque galactique (resp. dans l'espace à trois dimensions) contenant 50% des amas des 500 systèmes simulés selon la loi de densité exponentielle du disque épais. Les bandes colorées représentent la dispersion à  $1\sigma$  de la valeur moyenne. Les lignes horizontales en pointillées indiquent les valeurs pour la totalité des amas globulaires riches en métaux de la Voie Lactée (All MR) et pour les amas riches en métaux à des distances du centre galactique inférieures à 10 kpc (Inner MR).

## 2.4 Cinématique

Jusqu'aux années 90, le disque et le bulbe galactique étaient vus comme des composantes distinctes ayant des histoires de formation et d'évolution différentes. Deux découvertes ont fortement contribué à changer cette perspective. En 1981, [Combes and Sanders \[1981\]](#) montrent que les instabilités verticales des disques galactiques peuvent générer la formation de bulbe en boîte ou cacahuète. En 1991, [Blitz and Spergel \[1991\]](#) montrent que le bulbe est en fait essentiellement une barre. Ces deux avancées ont ouvert la possibilité que le bulbe pouvait, au moins en partie, être formé d'étoiles du disque. Peu après, l'étude de [Kormendy and Kennicutt \[2004\]](#) a montré que l'ensemble des bulbes pouvait être classé en pseudo-bulbes ou bulbes classiques. Les bulbes classiques sont des sphéroïdes dont l'origine serait un effondrement ou une fusion de galaxies. Les bulbes classiques ont des propriétés très proches des galaxies elliptiques. Les propriétés des pseudo-bulbes les rapprochent des disques, leur origine étant probablement due aux phénomènes d'instabilité dynamique et la formation de barres. Dans les galaxies du type de la Voie Lactée, les pseudo-bulbes sont prépondérants. En 2010, [Shen et al. \[2010\]](#) ont montré que les caractéristiques cinématiques du bulbe de la Voie Lactée permet d'éliminer la présence d'un bulbe classique (il représenterait, au plus 8% de la masse du disque). Ce résultat a été confirmé par la suite (voir [Kunder et al. \[2012\]](#); [Ness et al. \[2013b\]](#); [Di Matteo et al. \[2014\]](#); [Di Matteo et al. \[2015\]](#)).

Depuis une dizaine d'années, on sait que le bulbe contient au moins deux composantes principales, la plus riche en métaux ( $[Fe/H] \sim +0.25$  dex) étant en général associée au disque mince, alors que la composante la plus pauvre ( $[Fe/H] \sim -0.25$  dex) fait l'objet de discussions (voir [Di Matteo \[2016\]](#) pour une revue). Les travaux de [Ness et al. \[2013a\]](#) montrent, à travers l'étude des spectres du relevé ARGOS ([Freeman et al. \[2013\]](#)) qui cartographie l'environnement du bulbe galactique, que la distribution spatiale, la cinématique et les propriétés chimiques des étoiles du bulbe permettent de mettre en évidence trois composantes stellaires principales (appelées A, B et C dans l'étude de [Ness et al. \[2013a\]](#)). [Di Matteo et al. \[2014\]](#) suggèrent, plus précisément, que la distribution spatiale, la vitesse de rotation galactique et les profils de dispersion de vitesse des composantes B et C de Ness sont en bon accord avec les propriétés des étoiles associées au disque épais jeune (âge 9-10 Gyr, [Haywood et al. \[2013\]](#)) et vieux (âges 10-13 Gyr, [Haywood et al. \[2013\]](#)), respectivement. En conséquence, la barre centrale, qui participe à la structure spatiale et à la cinématique des étoiles du bulbe, est également constituée d'étoiles associées aux composantes du disque galactique ([Di Matteo et al. \[2014\]](#), voir également [Di Matteo \[2016\]](#)). Quelle est la cinématique des amas riches en métaux? Suit-elle la cinématique des étoiles de champ et peut-on ainsi associer cinématiquement ces amas au disque épais?

### 2.4.1 La rotation des amas riches en métaux et le bulbe galactique

Pour la région interne de la Galaxie, nous comparons les vitesses de rotation galactocentriques des amas globulaires riches en métaux avec les courbes de rotation des populations stellaires associées au disque épais. Nous nous intéressons précisément aux composantes appelées B (centrée sur la métallicité  $[Fe/H] \sim -0.28$ ) et C ( $[Fe/H] \sim -0.70$ ) dans les travaux de [Ness et al. \[2013a\]](#) sur l'analyse cinématique de champs stellaires observés dans le bulbe galactique ( $R_{gc} < 3.5$  kpc) dans le cadre du survey spectroscopique ARGOS. Au regard de leurs abondances chimiques et de leurs caractéristiques cinématiques, [Di Matteo et al. \[2014\]](#) suggèrent que les composantes B et C sont dominées respectivement

par les étoiles du disque épais jeune ( $\sim 9$ -10 Gyr, [Haywood et al. \[2013\]](#)) et vieux (10-13 Gyr, [Haywood et al. \[2013\]](#)). Nous analysons uniquement les champs d'étoiles observés aux latitudes  $b = -5^\circ$  et  $b = -10^\circ$ <sup>3</sup>. Nous dénombrons 28 amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] > -1$ , [Harris \[1996\]](#) (Édition 2010)) localisés à  $R_{gc} \leq 3.5$  kpc. Les amas sont sélectionnés d'une part avec ( $-2.5 < b < -7.5$ ) et d'autre part avec ( $-7.5 < b < -12.5$ ) pour être compatible en latitude avec les champs stellaires à  $b = -5^\circ$  et  $b = -10^\circ$ , respectivement. La vitesse de rotation des étoiles dans le bulbe pourrait présenter une symétrie Nord-Sud, comme le travail de [Ness et al. \[2013a\]](#) pourrait le suggérer (mais il faut tenir compte que [Ness et al. \[2013a\]](#) analysent seulement trois champs dans l'hémisphère Nord). Pour augmenter la statistique dans chaque intervalle en latitude, nous faisons l'hypothèse que cette symétrie est présente pour la population d'amas globulaires. En conséquence, nous ajoutons à l'analyse les amas à ( $2.5 < b < 7.5$ ) en comparaison à  $b = -5^\circ$  et les amas à ( $7.5 < b < 12.5$ ) pour  $b = -10^\circ$ . Les coordonnées galactiques (longitude et latitude) des populations stellaires et des amas globulaires riches en métaux situés dans le bulbe galactique sont montrés sur la Fig. 2.7. Dans l'environnement du centre galactique, les vitesses de rotation sont les vitesses radiales galactocentriques  $V_{gc}$  définies à partir des vitesses radiales héliocentriques  $V_r$  (en  $km \cdot s^{-1}$ ) corrigées du mouvement du mouvement particulier du soleil et de la vitesse circulaire du LSR<sup>4</sup> tel que :

$$V_{gc} = V_r + 220[\sin(l)\cos(b)] + v_\odot[\sin(b)\sin(b_\odot) + \cos(b)\cos(b_\odot)\cos(l - l_\odot)] \quad (2.1)$$

ici, les angles sont donnés en degrés. En accord avec [Ness et al. \[2013a\]](#), la vitesse du LSR est de  $220 km s^{-1}$  ([Kerr and Lynden-Bell \[1986\]](#)) et la vitesse du soleil  $v_\odot = 16.5 km s^{-1}$  dans la direction  $(l_\odot, b_\odot) = (53^\circ, 25^\circ)$  ([Mihalas and Binney \[1981\]](#)).

Le diagramme  $[V_{gc} - l]$  est montré sur la Fig. 2.8 pour les étoiles de champs et les amas globulaires proches en latitude (voir § précédent) et en métallicité (pour la composante B, les amas ont  $[Fe/H] \geq -0.5$  dex et pour la composante C,  $-1 \leq [Fe/H] < -0.5$  dex). Les panneaux de gauche présentent l'analyse à  $b \sim -5^\circ$ . L'analyse à  $b \sim -10^\circ$  est présentée dans les panneaux de droites. Les croix représentent la vitesse galactocentrique moyenne de chaque champ stellaire selon le critère en métallicité. Les courbes de rotation des composantes B et C sont alors obtenues par interpolation de ces vitesses moyennes<sup>5</sup>. Les vitesses galactocentriques des amas globulaires sont calculées via l'équation 2.1 à partir des vitesses radiales héliocentriques du catalogue de [Harris \[1996\]](#) (Édition 2010). La Fig. 2.8 montre que dans l'ensemble la vitesse de rotation des amas globulaires riches en métaux du bulbe ( $R_{gc} \leq 3.5$ ) kpc est en assez bon accord avec les courbes de rotation estimée de la population stellaire sous-jacente. En particulier, les vitesses de rotation des amas sont à moins de  $3 \sigma$  de la courbe de rotation des étoiles de champ proche en latitude. Ainsi, en première approximation, la cinématique des amas riches en métaux situés dans l'environnement du centre galactique est compatible avec les composantes stellaires B et C associées respectivement au disque épais jeune et vieux. À noter, toutefois, que certaines caractéristiques cinématiques (par exemple, la rotation cylindrique) connues pour

3. Ces latitudes correspondent aux régions du bulbe où le plus grand nombre de champs stellaires a été observé.  $\sim 600$  étoiles par champ pour lesquelles les vitesses galactocentriques ont été estimées par [Ness et al. \[2013a\]](#).

4. Local Standard of Rest ou référentiel au repos local, en français, est un référentiel qui se déplace sur une orbite circulaire autour du centre de la Galaxie dont le rayon est similaire à la distance du Soleil au centre galactique.

5. Les données cinématiques des étoiles individuelles sont fournies par Ness (voir [Ness et al. \[2013a\]](#)) pour les détails sur les mesures.

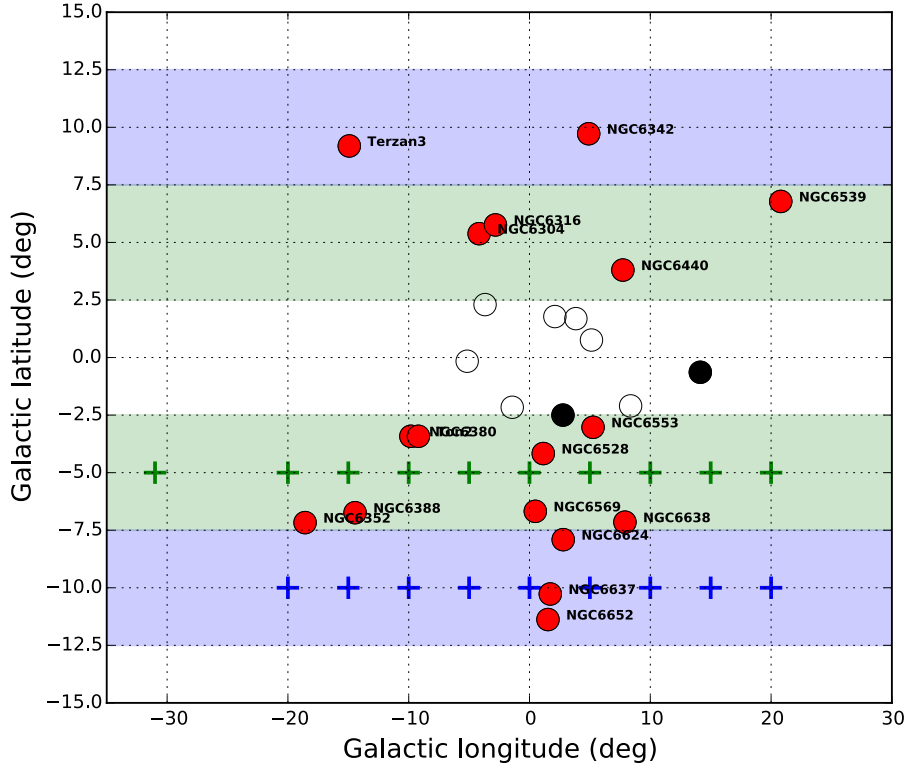


FIGURE 2.7 – Diagramme longitude - latitude des amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] \geq -1$ , ronds) et des champs stellaires observés par ARGOS (croix), situés dans l'environnement du bulbe galactique à  $R_{gc} \leq 3.5$  kpc. Dans l'hémisphère sud, les croix vertes et bleues montrent respectivement les champs stellaires observés aux latitudes  $b = -5^\circ$  et  $b = -10^\circ$  et les régions du bulbe proches de ces latitudes sont représentées respectivement par des bandes colorées vertes et bleues. Puisque la courbe de rotation des étoiles du bulbe pourrait présenter une symétrie Nord-Sud par rapport au plan équatorial (Ness et al. [2013a]), nous faisons l'hypothèse que cette symétrie se vérifie également pour les amas globulaires et nous ajoutons ainsi les régions situées dans l'hémisphère Nord, symétriques en latitude. Les amas globulaires qui seront comparés aux étoiles de champ, car situés à des latitudes similaires, sont identifiés par des ronds pleins rouges. Pour information, nous montrons les amas confinés dans le plan (ronds vides et ronds pleins noirs) et donc incompatible avec les latitudes considérées pour l'étude. Les ronds pleins noirs identifient spécifiquement les amas qui n'ont pas de mesure de la vitesse radiale.

les composantes stellaires du bulbe sont difficiles à mettre en évidence pour les amas globulaires en raison de leur faible nombre.

#### 2.4.2 L'étude de Burkert & Smith (1997)

Nous avons montré dans la section précédente que les amas globulaires riches en métaux ont des vitesses de rotation compatibles avec celles des populations stellaires associées aux composantes "disque épais jeune" et "disque épais vieux", dans le bulbe de la Galaxie. Nous savons, depuis de nombreuses années, que le bulbe de la Voie Lactée contient une barre stellaire dont la longueur du demi-grand axe atteint 4 à 5 kpc au centre galactique et étant orientée de 20 à 30 degrés par rapport à la ligne de visée Soleil - centre galactique. Dans les années 90, la barre centrale était vue comme une composante distincte de la région du bulbe, de sorte qu'il était suggéré que les étoiles qui la constituent



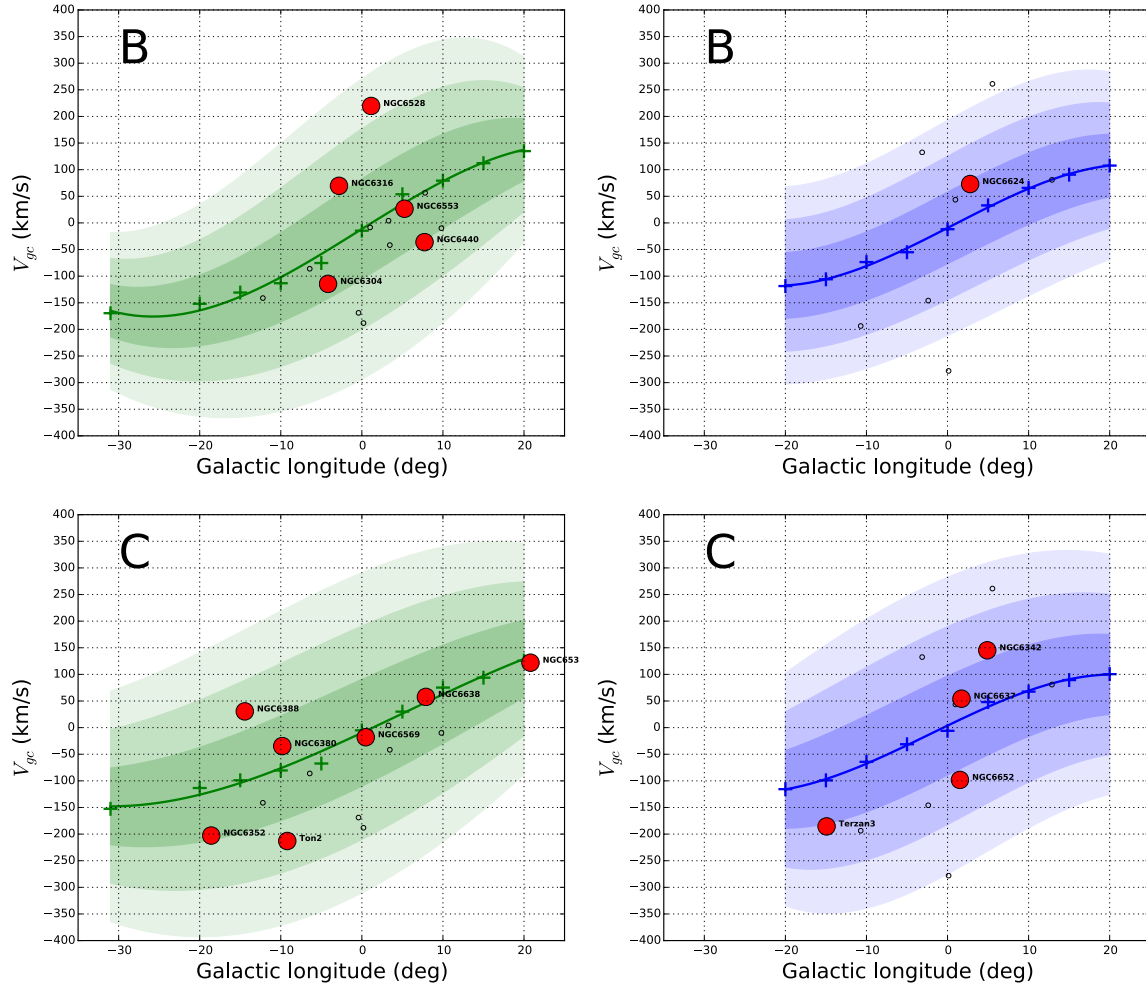


FIGURE 2.8 – Courbes de rotation des composantes stellaires B (centrée sur  $[Fe/H] \sim -0.28$ ) et C (centrée sur  $[Fe/H] \sim -0.70$ ) du bulbe (Ness et al. [2013a]) et vitesses radiales galactocentriques des amas globulaires (ronds rouges) de même métallicité que la population stellaire sous-jacente, dans la région du bulbe galactique ( $R_{gc} < 3.5$  kpc). Les croix représentent les vitesses galactocentriques moyennes des étoiles pour chaque champ stellaire observé. L'intensité des bandes colorées montre la dispersion à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  de la courbe de rotation. Les panneaux de gauche montrent la courbe de rotation pour la latitude  $b = -5^\circ$  et ceux de droite pour  $b = -10^\circ$ . À noter que la couleur des bandes est la même utilisée dans la Fig. 2.7 et indique ainsi l'intervalle de latitudes dans lequel les amas globulaires se situent.

ont suivi un processus de formation et d'évolution bien différent du reste des étoiles du bulbe. Ainsi, de la même manière que pour toutes autres composantes galactiques (halo, disque épais, bulbe), les amas globulaires ont servi de traceurs pour reconstruire l'histoire de formation et d'évolution du bulbe et plus précisément de la barre galactique. Par exemple, sur la base d'arguments cinématiques, [Burkert and Smith \[1997\]](#) ont suggéré qu'une certaine fraction des amas globulaires riches en métaux et de faible masse ( $\log(M/M_{\odot}) < 5.5$ , soit une magnitude absolue  $M_v > -7.9$ ) sont associés à la barre centrale de la Galaxie. Pour appuyer leur résultats, [Burkert and Smith \[1997\]](#) montrent que la distribution spatiale de ce groupe d'amas, qu'ils appellent les "*bar clusters*", est en accord avec celle de la barre galactique. [Burkert and Smith \[1997\]](#) identifient par ailleurs deux autres groupes d'amas : le premier, appelé les "*ring clusters*", qu'ils associent plutôt au disque et le second, constitué des amas les plus massifs, qu'ils associent à la fin de la formation du halo interne. Parce que la classification de [Burkert and Smith \[1997\]](#) est toujours utilisée, et parce qu'elle concerne les amas les plus riches en métaux qui nous intéressent ici, nous revenons sur leur étude.

Avant de commencer notre analyse, nous résumons très brièvement la méthode utilisée par [Burkert and Smith \[1997\]](#) pour identifier le groupe des "*bar clusters*". Le travail de [Burkert and Smith \[1997\]](#) se repose sur l'analyse de la distribution des amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] > -0.8$ ) de masse faible ( $\log(M/M_{\odot}) < 5.5$ ,  $M_v > -7.9$ ) dans le diagramme  $V_{gc} - \cos(A)$ , où  $V_{gc}$  est la vitesse radiale galactocentrique (en  $km \cdot s^{-1}$ ) et  $\cos(A) = \sin l \cos b$ . Les auteurs montrent que, dans l'espace  $V_{gc} - \cos(A)$ , ces amas se répartissent dans deux groupes distincts : le premier groupe montre une relation bien définie entre  $V_{gc}$  et  $\cos(A)$  et se distribue sur un large interval en  $\cos(A)$ , alors que le deuxième groupe est confiné dans un interval restreint en  $\cos(A)$  (i.e.  $-0.2 < \cos(A) < 0.2$ ) et est caractérisé uniquement par des valeurs de  $V_{gc}$  positives essentiellement indépendantes de la valeur de  $\cos(A)$ . En analysant la distribution spatiale dans le plan galactique, [Burkert and Smith \[1997\]](#) montrent que ce deuxième groupe d'amas est concentré dans les régions internes de la Galaxie et présente une configuration de barre étendue dans la direction  $x$  pour  $y \sim 0$  dont l'orientation est similaire à celle de la barre stellaire galactique. Pour cette raison, ils les interprètent comme des amas associés à la barre : ce sont les "*bar clusters*". En revanche, le premier groupe semble se disposer le long d'un anneau à environ 5 kpc du centre galactique. Pour cette raison, ils les définissent comme les "*ring clusters*".

Dans ce qui suit, nous révisons le diagramme  $V_{gc} - \cos A$  pour les amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] > -1$ , [Harris \[1996\]](#) (Édition 2010)) de faible masse ( $\log(M/M_{\odot}) < 5.5$ ,  $M_v > -7.9$ ), montré sur la Fig. 2.9. Les critères de selection utilisés pour cette figure sont les mêmes que ceux utilisés par [Burkert and Smith \[1997\]](#), exception faite pour le seuil en métallicité adopté pour définir le système d'amas riches en métaux ( $[Fe/H] > -0.8$  dex dans [Burkert and Smith \[1997\]](#);  $[Fe/H] > -1$  dex dans notre définition). La vitesse radiale galactocentrique des amas globulaires est calculée par la formule 2.1 avec la vitesse du LSR à  $220 km \cdot s^{-1}$  et la vitesse du Soleil à  $v_{\odot} = 20.0 km \cdot s^{-1}$  dans la direction  $(l_{\odot}, b_{\odot}) = (57^{\circ}, 23^{\circ})$  (en accord avec les valeurs utilisées par [Burkert and Smith \[1997\]](#)).

Nous montrons nos résultats sur la Fig. 2.9 et nous observons bien que, dans cet espace, la distribution des amas globulaires riches en métaux est en accord avec celle présentée sur la Fig. 1 de [Burkert and Smith \[1997\]](#). En particulier, les amas avec  $-0.2 < \cos(A) < 0.2$  et  $V_{gc} > 0$  (ronds gris sur le panneau de gauche) sont confinés dans la région de barre (ronds gris sur panneau de droite). Néanmoins, nous observons que certains

amas dont la projection dans le plan  $(x, y)$  les positionne à l'intérieur de la barre avec des distances verticales au plan petites, ne sont pas sélectionnés par le critère de [Burkert and Smith \[1997\]](#). Il est difficile de comprendre la raison pour laquelle des amas associés à la barre galactique devraient avoir uniquement des valeurs de  $V_{gc}$  positives. En effet, la barre tourne autour du centre galactique, des amas avec des vitesses radiales galactocentriques négatives seraient donc attendus.

Dans le cas inverse, montré en Fig. 2.10, si nous cherchons des amas dont les positions spatiales sont compatibles avec la barre (i.e. leurs projections dans le plan  $(x, y)$  les localise dans l'ovale de la barre et leurs distances au plan galactique est inférieures à 1–2 kpc) ainsi qu'ayant des valeurs telles que  $[Fe/H] > -1$ , et  $M_v > -7.9$  (ronds gris sur le panneau de gauche), nous en trouvons également - comme attendu - à des vitesses négatives (ronds gris sur le panneau de droite).

Les critères,  $-0.2 < \cos(A) < 0.2$  et  $V_{gc} > 0$ , mises en évidence par [Burkert and Smith \[1997\]](#) semblent donc effectivement permettre d'identifier les amas de barre mais essentiellement parce que la condition en  $\cos(A)$  petit identifie tous les amas des régions centrales de la Galaxie. En revanche, la condition sur les vitesses radiales galactocentriques est difficilement compréhensible étant donné que la sélection spatiale des amas situés dans la barre fournit des amas avec des vitesses négatives, en désaccord avec le critère suggéré par [Burkert and Smith \[1997\]](#).

Enfin, quelques commentaires sur les amas massifs ( $\log(M/M_\odot) \geq 5.5$ , i.e  $M_v \leq -7.9$ ) riches en métaux : [Burkert and Smith \[1997\]](#) suggèrent que ces amas constituent un sous-système distinct associé au halo interne. La raison principale qui motive cette interprétation provient du fait que [Burkert and Smith \[1997\]](#) reportent, pour ces amas, une vitesse de rotation inférieure à celle qui caractérise les amas riches en métaux moins massifs. En Fig. 2.11, nous montrons la distribution dans le plan  $V_{gc} - \cos(A)$  de tous les amas riches en métaux, en indiquant, en rouge, les amas situés dans la région du bulbe galactique, i.e à une distance inférieure à 3.5 kpc du centre galactique. Parmi ces amas, nous différencions les amas massifs ( $\log(M/M_\odot) \geq 5.5$ ) des amas moins massifs ( $\log(M/M_\odot) < 5.5$ ). En prenant attention du fait que le nombre d'amas massifs qui se trouvent dans les régions internes est très petit (5 amas), nous ne remarquons aucune différence évidente entre ces deux populations. En effet, ces deux populations sont compatibles avec la cinématique des étoiles de champ (montrée en arrière plan, en vert, voir Sect.2.4.1 pour les détails) se trouvant dans les mêmes régions et dans le même intervalle de métallicités.

### 2.4.3 Nos résultats placés dans leur contexte historique

En 1989, [Armandroff \[1989\]](#) montre que la cinématique des amas riches est compatible avec leur appartenance au disque épais. En 1995, [Minniti \[1995\]](#) montre que la cinématique des amas "du bulbe" (c'est à dire à moins de 3 dkpc du centre) est compatible avec la cinématique des étoiles de champ (du bulbe). [Minniti \[1995\]](#) affirme que les amas du bulbe doivent être associés au bulbe plutôt qu'au disque épais. Il faut noter toutefois que ce n'est pas exactement ce que Minniti démontre. Il montre, plus strictement, que la cinématique des amas du bulbe est compatible avec les étoiles de champ, ce qui, en regard des résultats récents sur le bulbe, peut être interprété autrement qu'en disant que les amas des régions internes ne doivent pas être associés au disque épais.

A l'époque de l'étude de [Minniti \[1995\]](#), l'idée que les étoiles du bulbe soient en fait des étoiles du disque épais (ou du disque mince) n'est pas discutée. Ainsi, il n'est pas

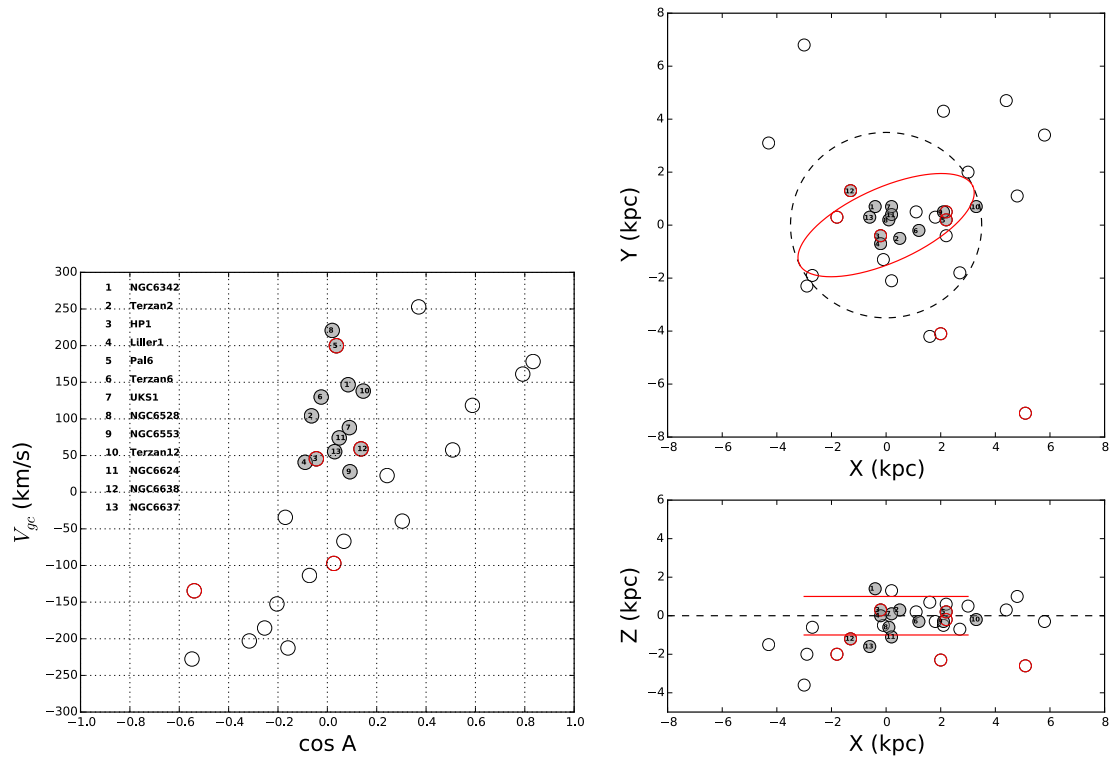


FIGURE 2.9 – Diagramme  $V_{gc} - \cos(A)$  (gauche) et projection des positions dans les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$  (droite, panneaux du haut et du bas) des amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] > -1$ ) de faible masse ( $\log(M/M_{\odot}) < 5.5$ ,  $M_v > -7.9$ ). Les ronds gris sont les amas associés au groupe des "bar clusters" selon la définition de [Burkert and Smith \[1997\]](#), i. e.  $-0.2 < \cos(A) < 0.2$  et  $V_{gc} > 0$ . La liste de ces amas est reportée sur la gauche du panneau de gauche. Les cercles à bord noir ont  $[Fe/H] > -0.8$  (metallicité étudiée par [Burkert and Smith \[1997\]](#)) et les cercles à bord rouges ont  $-1 < [Fe/H] < -0.8$ . Le grand cercle en pointillé a un rayon de 3.5 kpc par rapport au centre galactique. La barre galactique dont les dimensions sont (3.5 : 1.4 : 1) kpc avec un angle de  $25^{\circ}$  [Gardner and Flynn \[2010\]](#) est représentée par une ellipse rouge sur le plan  $(x, y)$  et son épaisseur est montrée par les segments horizontaux rouges sur le plan  $(x, z)$

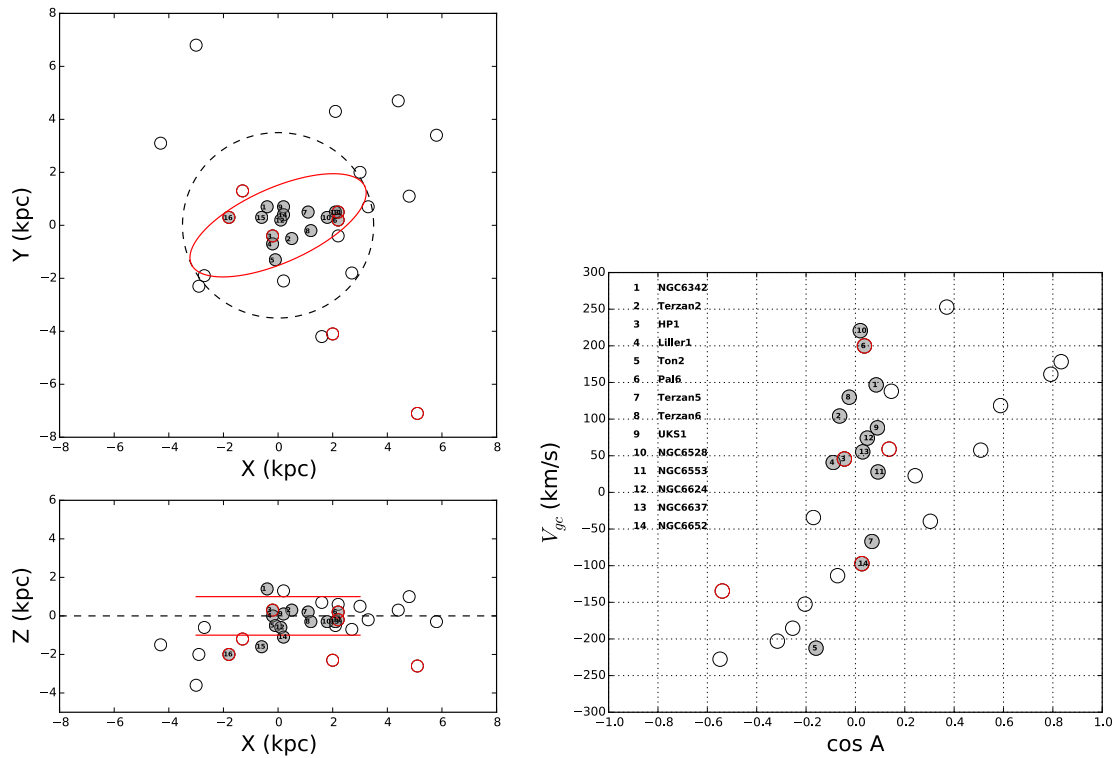


FIGURE 2.10 – Projection des positions dans les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$  (panneaux de gauche, du haut et du bas) et diagramme  $V_{gc} - \cos(A)$  (panneau de droite) des amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] > -1$ ) de faible masse ( $\log(M/M_{\odot}) < 5.5$ ,  $M_V > -7.9$ ). Ici les ronds gris représentent tous les amas contenus dans la barre (indiquée par l'ellipse rouge). La distribution de ces amas dans le plan  $V_{gc} - \cos(A)$  est reportée dans le panneau de droite. Dans tous les panneaux, les cercles à bord noir ont  $[Fe/H] > -0.8$  (metallicité étudiée par [Burkert and Smith \[1997\]](#)) et les cercles à bord rouges ont  $-1 < [Fe/H] < -0.8$ . Le grand cercle en pointillé a un rayon de 3.5 kpc.

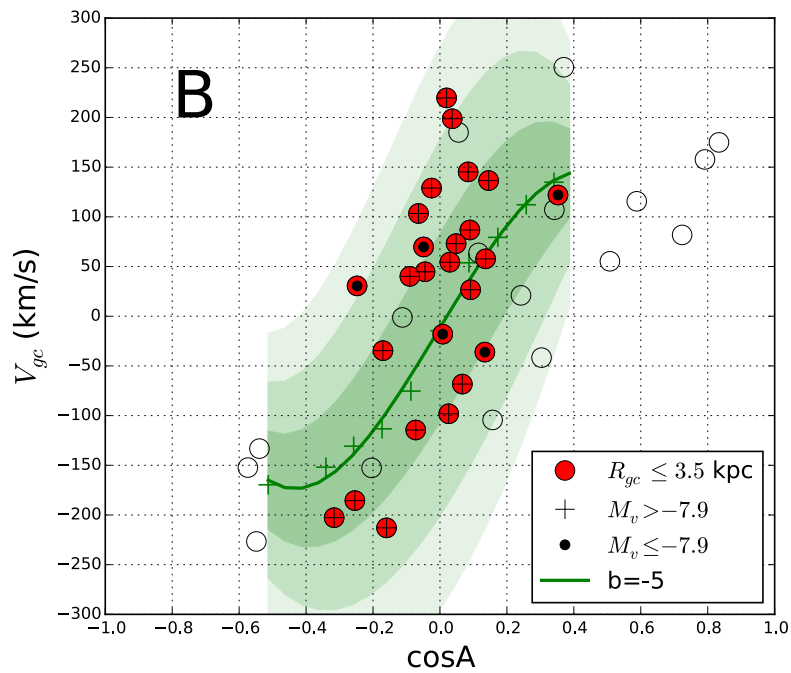


FIGURE 2.11 – Diagramme  $V_{gc}$  –  $\cos(A)$  des amas globulaires riches en métaux ( $[Fe/H] \geq -1$ ). Les ronds rouges identifient les amas localisés dans la région du bulbe galactique ( $R_{gc} \leq 3.5$  kpc) avec une différenciation supplémentaire entre amas massifs ( $M_v \leq -7.9$ , indiqués par des points noirs) et les amas de faible masse ( $M_v > -7.9$ , indiqués par des croix noires). Les croix vertes représentent les vitesses galactocentriques moyennes des étoiles pour chaque champ stellaire observé par ARGOS à la latitude  $b = -5^\circ$  et associés à la composante B. La ligne verte épaisse montre la courbe de rotation estimée pour cette population. L'intensité des bandes colorées montre la dispersion à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  de la courbe de rotation. (voir Sect. 2.4.1 pour plus de détails).

connu dans les années 90, que la cinématique des étoiles du bulbe est compatible avec une cinématique de disque. Ce résultat ne viendra que plus tard, quand la cinématique du bulbe pourra être comparée aux simulations N-corps de formation de barres, à partir d'instabilités dynamiques. Ainsi, en 2010 [Shen et al. \[2010\]](#) montrent qu'au contraire, les étoiles de champs du bulbe n'ont pas une cinématique compatible avec un sphéroïde, mais bien avec une cinématique d'étoiles de disque attrapées dans la barre. Ce résultat sera confirmé à partir de 2014 par [Di Matteo et al. \[2014\]](#), [Di Matteo \[2016\]](#) et les premières simulations incluant explicitement un disque épais ([Di Matteo \[2016\]](#)) confirment ce diagnostic. Ainsi, le résultat de [Minniti \[1995\]](#) non seulement est parfaitement compatible avec une origine "disque épais" des amas riches en métaux mais il est nécessaire pour que les amas "du bulbe" puissent être associés au disque épais". Les amas du bulbe sont des amas de disque épais parce qu'ils ont la même cinématique que les étoiles de champs du bulbe.

La comparaison avec les données cinématiques de [Ness et al. \[2013a\]](#), les plus complètes à ce jour sur le bulbe, renforce ce diagnostic : la cinématique des amas de bulbe, pour autant qu'elle soit significative compte-tenu du petit nombre d'amas concernés, est parfaitement compatible avec celle des composantes B et C de [Ness et al. \[2013a\]](#). Aujourd'hui, l'association qui est faite entre bulbe et disque épais est fortement liée aux similarités entre les signatures chimiques trouvées entre ces deux populations. Actuellement, il est montré que les amas riches en métaux du bulbe ont une chimie compatible avec celle du disque épais.

## 2.5 Abondances chimiques et âge

Un des critères les plus importants, aujourd'hui, pour identifier ou au contraire différencier deux populations stellaires sont les abondances chimiques. Toujours dans la perspective de déterminer si les amas globulaires riches en métaux sont associés au disque épais ou au bulbe de la Galaxie, il est naturel d'examiner dans quelle mesure les abondances des amas sont similaires (ou non) à celles du disque épais ou du bulbe. Toutefois, considérer cette approche serait ignorer les discussions récentes quant aux différences et/ou similarités entre ces deux populations stellaires. En résumé (plus de détails dans la revue de [Di Matteo \[2016\]](#)), il y a une dizaine d'années, les abondances du bulbe et du disque montraient de très nettes différences, de sorte que les étoiles du bulbe se distinguaient par un enrichissement plus important en éléments  $\alpha$  en comparaison aux étoiles du disque (voir par exemple [Lecureur et al. \[2007\]](#)). Cependant, depuis quelques années, de nouvelles mesures ont montré des écarts clairement plus faibles (voir [Gonzalez et al. \[2011\]](#); [Gonzalez et al. \[2015\]](#)), au point qu'aujourd'hui, les différences ne sont plus significatives pour de nombreux éléments chimiques (voir [Bensby et al. \[2013\]](#)). Alors que le bulbe et le disque épais étaient approchés comme deux populations fondamentalement différentes, il est fort possible qu'ils ne constituent qu'une unique population. Ces questions sont encore l'objet de nombreuses études, et la section ci-dessous n'a pas pour objectif de faire une présentation complète du sujet mais plus simplement de comprendre si les abondances chimiques des amas globulaires riches en métaux sont compatibles avec nos connaissances actuelles sur le disque épais.

Dans ce qui suit, nous comparons les métallicités, les abondances en éléments  $\alpha$  et les âges des amas globulaires de la Voie Lactée et des étoiles de champ. Pour cette dernière population, nous utilisons un échantillon de 363 étoiles FGK au voisinage du soleil

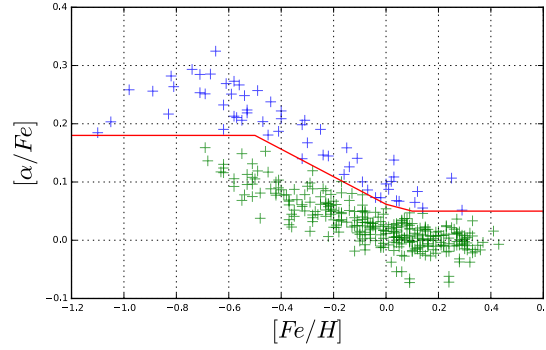


FIGURE 2.12 – Relation  $[\alpha/\text{Fe}]$ - $[\text{Fe}/\text{H}]$  pour les étoiles de champ au voisinage solaire étudiées par Haywood et al. [2013]. La ligne rouge sépare (arbitrairement, en accord avec Haywood et al. [2013]) la population stellaire associée au disque épais et enrichie en éléments  $\alpha$  (croix bleues) de la population associée au disque mince (croix vertes).

( $M_V < 4.5$ ) (Haywood et al. [2013]), issu d'un échantillon plus large observé par le spectrograph HARPS au télescope ESO 3.6 m (La Silla, Chili) dans le cadre de la recherche d'exoplanète (Adibekyan et al. [2012]). Les éléments  $\alpha$  sont définis par l'abondance moyenne du magnésium, du silicium et du calcium (les trois éléments les plus communément mesurés). L'âge des étoiles est mesuré par Haywood et al. [2013] via la méthode de Jørgensen and Lindegren [2005]) en adoptant le jeu d'isochrones de Demarque et al. [2004]. L'erreur maximum sur l'âge est estimé à  $\pm 1.5$  Gyr et celle sur  $[\text{Fe}/\text{H}]$  et  $[\alpha/\text{Fe}]$  est de  $\sim 0.03$  dex (Adibekyan et al. [2013]). Les deux séquences (enrichie et pauvre en éléments  $\alpha$ ) dans le plan  $[\alpha/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$  sont séparées arbitrairement comme indiqué sur la Fig. 2.12 pour distinguer le disque mince (séquence pauvre en éléments  $\alpha$ ) et le disque épais (séquence riche en éléments  $\alpha$ , au-dessus de la ligne rouge).

### 2.5.1 La distribution $[\alpha/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$

La Fig. 2.13 (panneau de gauche) montre le plan  $[\alpha/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$  pour les amas globulaires (ronds pleins) et les populations stellaires du disque (croix) au voisinage solaire. Pour les amas globulaires, les abondances en éléments  $\alpha$  (noté  $[\alpha/\text{Fe}]_{\text{Tab}}$ ) et les métallicités (noté  $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{Tab}}$ ) sont tirés de la littérature d'après les références proposées dans la compilation de Carretta et al. [2010]. Notons, pour commencer, que les amas de faible métallicité ( $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ , en gris) ont un niveau en éléments  $\alpha$  de l'ordre  $[\alpha/\text{Fe}] \sim 0.4 \pm 0.1$ . Le groupe des amas globulaires riches en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ ) présente une décroissance dans l'abondance en éléments  $\alpha$  avec l'augmentation  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , à l'image de la tendance observée pour les étoiles de champ. Toutefois, les amas Terzan 7 et Pal 12, associés à la galaxie naine du Sagittaire (Sgr) ont des niveaux en  $[\alpha/\text{Fe}]$  bien inférieurs au reste de la distribution. En effet, le régime à métallicité élevée et  $[\alpha/\text{Fe}]$  faible par rapport à la population du disque galactique est une caractéristique bien connue de Sgr (Sbordone et al. [2007]). Le long de la séquence d'amas globulaires riches en métaux, un groupe de quatre (cinq en comptant UKS1) amas partagent les mêmes niveaux d'enrichissement en éléments  $\alpha$  que la population stellaire du disque épais (croix bleues) à faible métallicité. Cependant, la majorité des amas de cette seconde séquence sont plus enrichis en  $[\alpha/\text{Fe}]$  de  $\sim 0.1$  dex. La surabondance en éléments  $\alpha$  par rapport à celle de la séquence du disque épais, illustrée ici par les amas NGC 104, NGC 6342, NGC 6528, NGC 65339, NGC 6553, NGC 6838 et Terzan 5, a déjà été constatée dans les étoiles de champ du bulbe (voir, par



exemple, [Lecureur et al. \[2007\]](#)). Comme mentionné un peu plus haut, elle a souvent été utilisée comme une évidence d’une évolution distincte entre le bulbe et le disque épais. Nous pensons, aujourd’hui, que cette différence à de forte probabilité de provenir d’un effet systématique sur les mesures spectroscopiques (voir [Gonzalez et al. \[2015\]](#) ; [Bensby et al. \[2013\]](#)). Alors, qu’en est-il des amas globulaires? La différence observée entre les amas et la séquence de disque épais est-elle réelle?

Un tour de la littérature récente et moins récente, sur ces amas, appelle quelques commentaires sur les résultats de la Fig. 2.13.

Des amas systématiquement plus riches en éléments  $\alpha$  que la séquence du disque épais, quatre ont leurs abondances déterminées par [Origlia and Rich \[2004\]](#) et [Origlia et al. \[2005\]](#), où les références proviennent de [Carretta et al. \[2010\]](#) : NGC 6342, NGC 6528, NGC 6539 et Terzan 5. Pour **NGC 6342**, une nouvelle mesure de [Johnson et al. \[2016\]](#) donne  $[\alpha/Fe] = +0.33$  (et  $[Fe/H] = -0.55$  dex), ce qui est sensiblement plus proche de la séquence du disque épais. L’abondance en éléments  $\alpha$  de **NGC 6528** a été mesurée à 0.24 et -0.08 dex, respectivement, par [Carretta et al. \[2001\]](#) et [Zoccali et al. \[2004\]](#) (chacun avec une mesure un peu différente de la métallicité, à +0.07 et -0.1 dex). Dans les deux cas, ces mesures mettent NGC 6528 sur la séquence de disque épais. Le cas de **Terzan 5** est un peu particulier : il est connu que Terzan 5 possède une distribution de métallicité qui montre plusieurs maxima. Une étude de [Origlia et al. \[2011\]](#) montre que les deux composantes à  $[Fe/H] = -0.25$  et  $+0.27$  dex ont des abondances en éléments  $\alpha$  de +0.34 et +0.03 dex. Ainsi, si la première composante reste identique à la valeur déterminée par [Origlia et al. \[2005\]](#), la composante la plus riche en métaux est conforme à ce que nous pouvons voir sur les étoiles de champ.

En dehors des déterminations de [Origlia and Rich \[2004\]](#) et [Origlia et al. \[2005\]](#), une étude récente de **NGC 6553** par [Johnson et al. \[2014\]](#) donne  $[\alpha/Fe] = +0.17$  dex, ce qui place cet amas tout à fait en accord avec la séquence des étoiles du disque épais. Parmi les amas aux métallicités inférieures à -0.6 dex, la seule mesure pour **NGC 6539** est celle de [Origlia et al. \[2005\]](#), dont nous avons vu qu’ils donnaient des valeurs supérieures à ce que nous avons trouvé dans la littérature pour NGC 6528, NGC 6342. Pour **NGC 104 (47 Tuc)**, [Thygesen et al. \[2014\]](#) ont mesuré les abondances à  $[\alpha/Fe] = +0.33$  dex, soit environ 0.1 dex de moins que la valeur de [Carretta et al. \[2009b\]](#), référencée dans la compilation de [Carretta et al. \[2010\]](#), ce qui met 47 Tuc sur la séquence du disque épais. Les abondances en éléments  $\alpha$  ont été mesurées plusieurs fois pour **NGC 6838 (M71)**, et la valeur de la référence adoptée par [Carretta et al. \[2010\]](#), qui provient de [Carretta et al. \[2009b\]](#), se trouve être la valeur limite supérieure des mesures que nous avons pu trouver. Ainsi, [Mészáros et al. \[2015\]](#) déterminent un rapport d’abondance de  $[\alpha/Fe] = +0.33$  pour NGC 6838, +0.35 pour [Ramírez and Cohen \[2002\]](#) ou encore +0.21 pour [Boesgaard et al. \[2005\]](#). Plus récemment enfin, les abondances en éléments  $\alpha$  de **NGC 6723** ( $[Fe/H] = -0.98$  dex) et **NGC 6171** ( $[Fe/H] = -1.01$  dex) ont été mesurées à +0.29 dex, conformément à ce qu’il est attendu pour des amas de disque épais.

Ainsi, à notre connaissance, aucune autre mesure ne confirme la surabondance en éléments  $\alpha$  des amas globulaires riches en métaux discutée précédemment. Qui plus est, ces amas semblent tous compatibles avec la séquence du disque épais. Il est nécessaire de mentionner, malgré ces résultats récents, que les mesures d’abondances chimiques des amas globulaires du disque (riches en métaux) restent, de façon générale, très fragmentaires, et ne reposent parfois que sur une seule étude. Il y a donc encore beaucoup à faire avant d’obtenir un ensemble de mesures suffisamment homogènes et extensives qui per-

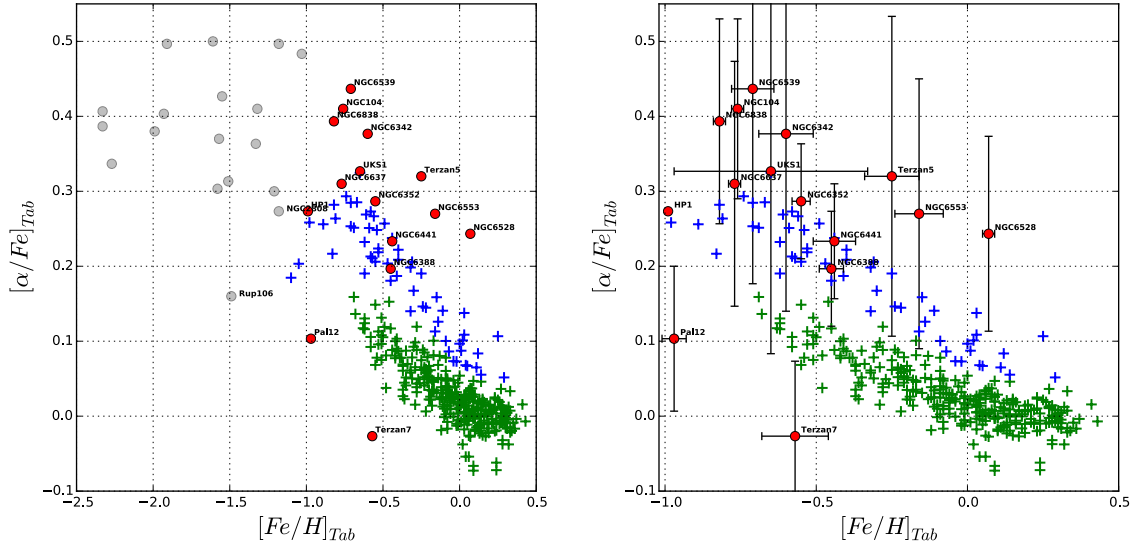


FIGURE 2.13 – Relation  $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$  pour les amas globulaires (ronds pleins) de la Voie Lactée et les populations stellaires du disque au voisinage du soleil. Les amas riches et pauvres en métaux sont représentés par les ronds rouges et gris respectivement. Les étoiles associées au disque épais sont montrées par des croix bleues et celles associées au disque mince par des croix vertes. Sur les deux panneaux, les valeurs de  $[\alpha/Fe]$  et  $[Fe/H]$  sont tirées des références listées dans la compilation de Carretta et al. [2010] et leurs incertitudes respectives sont montrées sur le panneau de droite (uniquement pour les amas riches en métaux). L’abondance en éléments  $[\alpha/Fe]$  est définie comme par la moyenne des abondances en magnésium, silicium et calcium, à la fois pour les amas globulaires et les étoiles du disque.

mettraient de fixer de façon définitive l’échelle des abondances des amas ainsi que leur affinité avec le disque épais. Toutefois, et pour conclure cette partie, il nous semble donc qu’il n’y a pas d’évidence robuste qui suggère que les amas globulaires riches en métaux suivent une séquence différente de celle du disque épais.

## 2.5.2 La relation $[\alpha/Fe]$ -âge

Toujours dans l’idée de comparer l’évolution de l’abondance chimique des amas globulaires à celle des populations stellaires du disque galactique, nous nous intéressons à la relation  $[\alpha/Fe]$ -âge montrée en Fig. 2.14. Les valeurs de  $[\alpha/Fe]$  sont issus des références listées dans Carretta et al. [2010] (C10). Quant aux âges, ils sont tirés de C10 sur les panneaux du haut, mesurés par Marín-Franch et al. [2009] (MF09) sur les panneaux du milieu et par Vandenberg et al. [2013] (V13) sur les panneaux du bas. Le régime de métallicité des amas globulaires est précisé selon que  $[Fe/H]$  est estimé par C09 ou utilisé par MF09 et V13 pour mesurer les âges. Parmi les amas à métallicité élevé ( $[Fe/H] \geq -1$ ), quatre amas (NGC 6388, 6352, 6441 et 6637) ont des valeurs de  $[\alpha/Fe]$  et d’âges compatibles avec ceux des étoiles associées au disque épais vieux ( $\sim 12$  Gyr). Le reste des amas globulaires avec  $[\alpha/Fe] > 0.35$  sont plus enrichis en éléments  $\alpha$  de 0.05 à 0.2 dex que les étoiles de même métallicité associées au disque épais. Ces amas sont les mêmes que ceux de la Fig. 2.13 et ont donc probablement leur abondance surestimée. Par conséquent, il est fort possible que, de la même manière que sur la Fig. 2.13, l’ensemble des amas riches en métaux se superpose à la séquence des étoiles de disque épais. Il est difficile d’affirmer d’après cette figure qu’il y a une corrélation entre l’âge et l’abondance en éléments  $\alpha$  : l’intervalle des âges est petit ( $\sim 2$  Gyr), et les incertitudes sont grandes, autant pour les âges que pour

les abondances chimiques. Toutefois, l'ensemble de ces amas se trouvent, sur la relation  $[\alpha/Fe]$ -âge, à plus de 10 Gyr, ce qui, comme nous le soulignons ci-dessous, correspond à l'époque de plus forte formation stellaire dans la Galaxie (voir [Snaith et al. \[2014\]](#)). Notons ici encore, qu'en raison de leur nature extragalactique, les amas Pal 12 et Terzan 7 ont des âges et des abondances chimiques distincts du reste de la distribution.

### 2.5.3 La relation âge - $[Fe/H]$

Les mesures d'âge des amas globulaires peuvent être affectées par des erreurs systématiques qui peuvent atteindre plusieurs Gyr. Malgré tout, des résultats remarquables ont été obtenus ces dernières années, parmi lesquels il faut mentionner la bifurcation dans la relation âge - métallicité trouvée par [Marín-Franch et al. \[2009\]](#) (voir également [Forbes and Bridges \[2010\]](#)). Cette bifurcation, confirmée par [Leaman et al. \[2013\]](#), est interprétée comme la superposition d'une séquence d'amas globulaires d'origines galactiques et d'une séquence d'amas d'origine extragalactique (formée par l'accrétion de galaxies satellites et de leur cortège d'amas globulaires). Il est plus difficile de savoir s'il y a une véritable augmentation de la métallicité avec l'âge, dans la séquence d'amas in-situ, parce que l'intervalle de variation en âge est limité (2-3 Gyr, voir la Fig. 2.15, qui montre les relations âge- $[Fe/H]$  obtenues pour 3 échelles d'âge différentes ([Carretta et al. \[2010\]](#) (C10); [Marín-Franch et al. \[2009\]](#) (MF09) et [VandenBerg et al. \[2013\]](#) (V13)). Ainsi, l'augmentation de métallicité n'est pas sensible sur l'échantillon de MF09, mais elle est très visible dans [Leaman et al. \[2013\]](#). Dans ce qui suit, nous regardons si cette relation est compatible avec celle des étoiles de champ.

La génèse des amas globulaires est essentiellement inconnue, l'hypothèse la plus simple étant qu'ils soient formés à partir du même gaz que les étoiles de champ (voir [Forbes et al. \[1997\]](#); [Shapiro et al. \[2010\]](#)). Si cette hypothèse est vérifiée alors il est attendu que ces amas suivent la même relation âge -  $[Fe/H]$  que celle des étoiles de champ. La Fig. 2.15 présente la relation âge-métallicité des étoiles de champ de l'échantillon étudié par [Haywood et al. \[2013\]](#). Les étoiles du disque épais (croix bleues) se distribuent le long d'une séquence qui s'étend de  $\sim 13$  Gyr et  $[Fe/H] \sim -1$  dex à 9 Gyr et  $[Fe/H] \sim 0$  dex. Lorsque la comparaison est faite avec la relation âge - métallicité des amas globulaires riches en métaux (ronds rouges), quelque soit l'échelle d'âge utilisée, deux informations importantes sont dégagées :

1. bien que les âges des amas soient évalués selon trois méthodes distinctes (C10, MF09 et V13), la relation âge -  $[Fe/H]$  des amas coïncide assez bien avec celle des étoiles du champ sans écart systématique important entre ces deux types de populations.
2. il n'y a pas d'amas globulaires (différents des amas d'origine extragalactique, Terzan 7, Pal 1 et Pal12) compatibles avec le disque épais jeune ( $< 10$  Gyr).

Selon [Shapiro et al. \[2010\]](#), la formation des amas globulaires s'est effectuée durant une période de formation stellaire intense. Or, [Snaith et al. \[2014\]](#) déterminent l'histoire de la formation stellaire dans la Voie Lactée et montrent que la phase la plus active s'est terminée il y a 10 Gyr et fut suivie par une période où la formation stellaire diminue (phase de "quenching", voir [Haywood et al. \[2016\]](#)) et atteint un minimum 2 Gyr après. Ainsi, l'âge des amas riches en métaux indique que leur formation s'est déroulée au moment où la formation stellaire dans la Voie Lactée fut à son maximum.

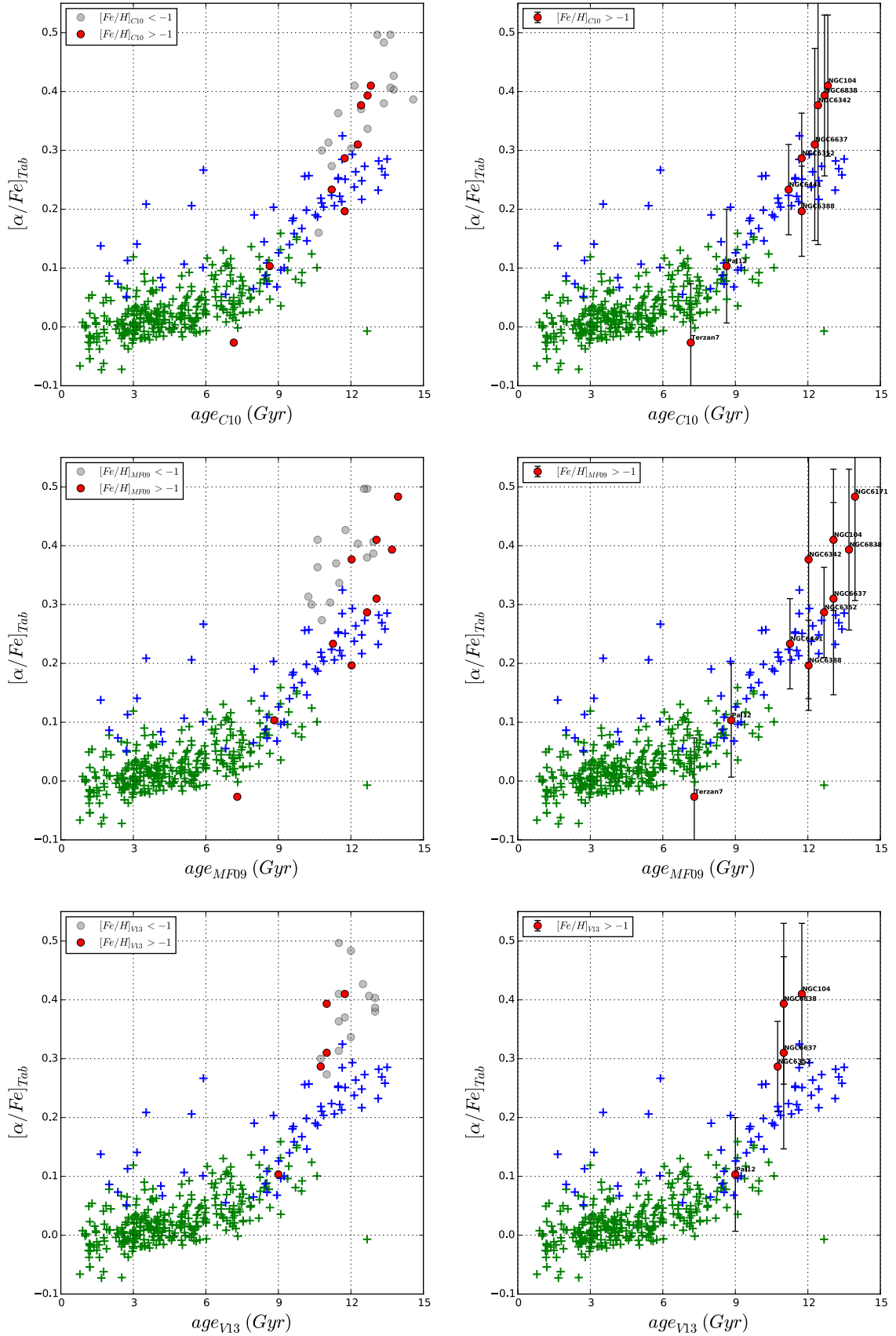


FIGURE 2.14 – Même chose que la Fig. 2.13 pour la relation  $[\alpha/\text{Fe}]$ -âge ormi que les âges proviennent de la compilation de Carretta et al. [2010] (C10) en haut, sont mesurés par Marín-Franch et al. [2009] (MF09) au milieu et sont mesurés par Vandenberg et al. [2013] (V13) en bas.

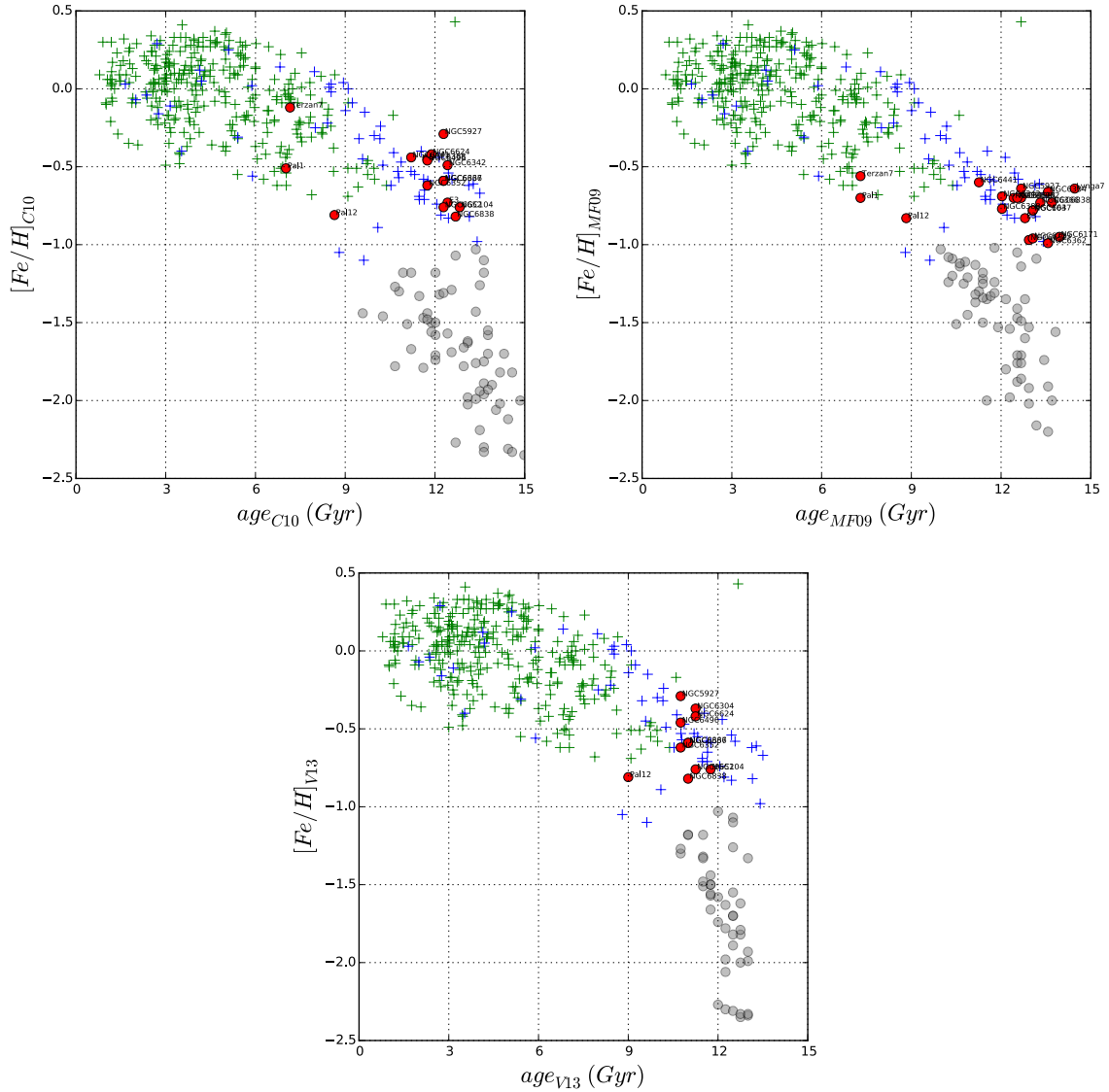


FIGURE 2.15 – Relation âge- $[Fe/H]$  pour les amas globulaires et les populations stellaires du disque de la Voie Lactée. Les amas riches et pauvres en métaux sont représentés par les ronds rouges et gris respectivement. Les étoiles associées au disque épais sont montrées par des croix bleues et celles associées au disque mince par des croix vertes. En haut à gauche, les âges et les métallicités proviennent de la compilation de Carretta et al. [2010] (C10). En haut à droite, les métallicités sont celles utilisées par Marín-Franch et al. [2009] (MF09) pour mesurer les âges. De même pour les panneaux du bas par Vandenberg et al. [2013] (V13).

## 2.6 Conclusions

Ce chapitre nous a montré que la distribution spatiale, la cinématique, les abondances et enfin les âges des amas globulaires riches en métaux sont compatibles avec les caractéristiques du disque épais. La dichotomie, autrefois évoquée, entre amas globulaires du disque et ceux du bulbe, ne nous paraît plus pertinente. D'une part, parce que les propriétés du bulbe sont essentiellement celles d'un bulbe formé par instabilités dynamiques à partir du disque galactique mais surtout parce qu'aucune des propriétés du système d'amas globulaires riches en métaux ne nous paraît incompatible avec celles du disque épais vieux. Les propriétés des amas globulaires riches en métaux suggèrent qu'ils se sont probablement formés durant la phase de disque épais vieux ( $> 10$  Gyr), à l'époque où l'intensité de la formation stellaire était maximum dans la Voie Lactée. L'étude récente de [Schiavon et al. \[2016\]](#) suggère qu'un bon nombre de ces amas ont dû se détruire dans le potentiel galactique et que leurs étoiles se sont mélangées aux étoiles de champ. Le but de ce chapitre a été de reposer la question du lien entre le disque épais et les amas riches en métaux, question qui avait essentiellement disparue, les amas riches en métaux étant le plus souvent associés au bulbe. Il nous semble que la redéfinition des propriétés du bulbe et du disque épais dans les dernières années rendait ce travail nécessaire. Notre résultat principal a donc été de montrer que les amas riches en métaux ont des propriétés proches du disque épais vieux.

## Références

- V. Z. Adibekyan, S. G. Sousa, N. C. Santos, E. Delgado Mena, J. I. González Hernández, G. Israelian, M. Mayor, and G. Khachatryan. Chemical abundances of 1111 FGK stars from the HARPS GTO planet search program. *Galactic stellar populations and planets. A&A*, 545 :A32, September 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219401. [55](#)
- V. Z. Adibekyan, P. Figueira, N. C. Santos, A. A. Hakobyan, S. G. Sousa, G. Pace, E. Delgado Mena, A. C. Robin, G. Israelian, and J. I. González Hernández. Kinematics and chemical properties of the Galactic stellar populations. The HARPS FGK dwarfs sample. *A&A*, 554 :A44, June 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321520. [55](#)
- T. E. Armandroff. The properties of the disk system of globular clusters. *AJ*, 97 :375–389, February 1989. doi : 10.1086/114988. [29](#), [38](#), [50](#)
- B. Barbuy, E. Bica, and S. Ortolani. Globular clusters within 5(deg) of the Galactic center. *A&A*, 333 :117–124, May 1998. [30](#)
- M. Bellazzini, F. R. Ferraro, and R. Ibata. Building Up the Globular Cluster System of the Milky Way : The Contribution of the Sagittarius Galaxy. *AJ*, 125 :188–196, January 2003a. doi : 10.1086/344072. [34](#)
- M. Bellazzini, R. Ibata, F. R. Ferraro, and V. Testa. Tracing the Sgr Stream with 2MASS. Detection of Stream stars around Outer Halo globular clusters. *A&A*, 405 :577–583, July 2003b. doi : 10.1051/0004-6361:20030649. [34](#)
- T. Bensby, J. C. Yee, S. Feltzing, J. A. Johnson, A. Gould, J. G. Cohen, M. Asplund, J. Meléndez, S. Lucatello, C. Han, I. Thompson, A. Gal-Yam, A. Udalski, D. P. Bennett, I. A. Bond, W. Kohei, T. Sumi, D. Suzuki, K. Suzuki, S. Takino, P. Tristram, N. Yamai, and A. Yonehara. Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and subgiant

- stars. V. Evidence for a wide age distribution and a complex MDF. *A&A*, 549 :A147, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220678. [54](#), [56](#)
- E. Bica, S. Ortolani, and B. Barbuy. Globular Clusters in the Galactic Bulge. *PASA*, 33 :e028, June 2016. doi : 10.1017/pasa.2015.47. [30](#)
- L. Blitz and D. N. Spergel. Direct evidence for a bar at the Galactic center. *ApJ*, 379 :631–638, October 1991. doi : 10.1086/170535. [45](#)
- A. M. Boesgaard, J. R. King, A. M. Cody, A. Stephens, and C. P. Deliyannis. Chemical Composition in the Globular Cluster M71 from Keck HIRES Spectra of Turnoff Stars. *ApJ*, 629 :832–848, August 2005. doi : 10.1086/431645. [56](#)
- J. Bovy, H.-W. Rix, C. Liu, D. W. Hogg, T. C. Beers, and Y. S. Lee. The Spatial Structure of Mono-abundance Sub-populations of the Milky Way Disk. *ApJ*, 753 :148, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/148. [30](#), [39](#)
- A. Burkert and G. H. Smith. Substructure in the Globular Cluster System of the Milky Way : The Highest Metallicity Clusters. *ApJ*, 474 :L15–L18, January 1997. doi : 10.1086/310421. [30](#), [49](#), [50](#), [51](#), [52](#)
- G. Carraro, R. Zinn, and C. Moni Bidin. Whiting 1 : the youngest globular cluster associated with the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy. *A&A*, 466 :181–189, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066825. [34](#)
- E. Carretta and R. G. Gratton. Abundances for globular cluster giants. I. Homogeneous metallicities for 24 clusters. *A&AS*, 121, January 1997. doi : 10.1051/aas:1997116. [33](#)
- E. Carretta, J. G. Cohen, R. G. Gratton, and B. B. Behr. An Abundance Analysis for Four Red Horizontal-Branch Stars in the Extremely Metal-Rich Globular Cluster NGC 6528. *AJ*, 122 :1469–1485, September 2001. doi : 10.1086/322116. [56](#)
- E. Carretta, A. Bragaglia, R. Gratton, V. D’Orazi, and S. Lucatello. Intrinsic iron spread and a new metallicity scale for globular clusters. *A&A*, 508 :695–706, December 2009a. doi : 10.1051/0004-6361/200913003. [32](#)
- E. Carretta, A. Bragaglia, R. Gratton, and S. Lucatello. Na-O anticorrelation and HB. VIII. Proton-capture elements and metallicities in 17 globular clusters from UVES spectra. *A&A*, 505 :139–155, October 2009b. doi : 10.1051/0004-6361/200912097. [31](#), [32](#), [56](#)
- E. Carretta, A. Bragaglia, R. G. Gratton, S. Lucatello, G. Catanzaro, F. Leone, M. Bellazzini, R. Claudi, V. D’Orazi, Y. Momany, S. Ortolani, E. Pancino, G. Piotto, A. Recio-Blanco, and E. Sabbi. Na-O anticorrelation and HB. VII. The chemical composition of first and second-generation stars in 15 globular clusters from GIRAFFE spectra. *A&A*, 505 :117–138, October 2009c. doi : 10.1051/0004-6361/200912096. [32](#)
- E. Carretta, A. Bragaglia, R. G. Gratton, A. Recio-Blanco, S. Lucatello, V. D’Orazi, and S. Casisi. Properties of stellar generations in globular clusters and relations with global parameters. *A&A*, 516 :A55, June 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913451. [32](#), [33](#), [55](#), [56](#), [57](#), [58](#), [59](#), [60](#)
- J. G. Cohen. Palomar 12 as a Part of the Sagittarius Stream : The Evidence from Abundance Ratios. *AJ*, 127 :1545–1554, March 2004. doi : 10.1086/382104. [34](#)

- F. Combes and R. H. Sanders. Formation and properties of persisting stellar bars. *A&A*, 96 :164–173, March 1981. [45](#)
- P. Côté. Kinematics of the Galactic Globular Cluster System : New Radial Velocities for Clusters in the Direction of the Inner Galaxy. *AJ*, 118 :406–420, July 1999. doi : 10.1086/300930. [30](#)
- E. Davoust, M. E. Sharina, and C. J. Donzelli. The globular cluster BH 176 revisited. *A&A*, 528 :A70, April 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015514. [34](#)
- F. De Angeli, G. Piotto, S. Cassisi, G. Busso, A. Recio-Blanco, M. Salaris, A. Aparicio, and A. Rosenberg. Galactic Globular Cluster Relative Ages. *AJ*, 130 :116–125, July 2005. doi : 10.1086/430723. [32](#)
- P. Demarque, J.-H. Woo, Y.-C. Kim, and S. K. Yi.  $Y^2$  Isochrones with an Improved Core Overshoot Treatment. *ApJS*, 155 :667–674, December 2004. doi : 10.1086/424966. [55](#)
- P. Di Matteo. The Disc Origin of the Milky Way Bulge. *PASA*, 33 :e027, June 2016. doi : 10.1017/pasa.2016.11. [31](#), [45](#), [54](#)
- P. Di Matteo, M. Haywood, A. Gómez, L. van Damme, F. Combes, A. Hallé, B. Semelin, M. D. Lehnert, and D. Katz. Mapping a stellar disk into a boxy bulge : The outside-in part of the Milky Way bulge formation. *A&A*, 567 :A122, July 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322958. [30](#), [31](#), [45](#), [54](#)
- P. Di Matteo, A. Gómez, M. Haywood, F. Combes, M. D. Lehnert, M. Ness, O. N. Snaith, D. Katz, and B. Semelin. Why the Milky Way’s bulge is not only a bar formed from a cold thin disk. *A&A*, 577 :A1, May 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424457. [45](#)
- D. A. Forbes and T. Bridges. Accreted versus in situ Milky Way globular clusters. *MNRAS*, 404 :1203–1214, May 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16373.x. [33](#), [58](#)
- D. A. Forbes, J. P. Brodie, and C. J. Grillmair. On the Origin of Globular Clusters in Elliptical and cD Galaxies. *AJ*, 113 :1652, May 1997. doi : 10.1086/118382. [58](#)
- K. Freeman, M. Ness, E. Wylie-de-Boer, E. Athanassoula, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. Lewis, D. Yong, R. Lane, L. Kiss, and R. Ibata. ARGOS - II. The Galactic bulge survey. *MNRAS*, 428 :3660–3670, February 2013. doi : 10.1093/mnras/sts305. [45](#)
- E. Gardner and C. Flynn. Probing the Galaxy’s bars via the Hercules stream. *MNRAS*, 405 : 545–552, June 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16470.x. [35](#), [38](#), [51](#)
- O. A. Gonzalez, M. Rejkuba, M. Zoccali, V. Hill, G. Battaglia, C. Babusiaux, D. Minniti, B. Barbuy, A. Alves-Brito, A. Renzini, A. Gomez, and S. Ortolani. Alpha element abundances and gradients in the Milky Way bulge from FLAMES-GIRAFFE spectra of 650 K giants. *A&A*, 530 :A54, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116548. [54](#)
- O. A. Gonzalez, M. Zoccali, S. Vasquez, V. Hill, M. Rejkuba, E. Valenti, A. Rojas-Arriagada, A. Renzini, C. Babusiaux, D. Minniti, and T. M. Brown. The GIRAFFE Inner Bulge Survey (GIBS). II. Metallicity distributions and alpha element abundances at fixed Galactic latitude. *A&A*, 584 :A46, December 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201526737. [54](#), [56](#)
- W. E. Harris. A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way. *AJ*, 112 :1487, October 1996. doi : 10.1086/118116. [31](#), [32](#), [46](#), [49](#)



- M. R. Hayden, A. Recio-Blanco, P. De Laverny, V. Hill, M. Schultheis, and Gaia-ESO Survey Consortium. Chemodynamics of the Milky Way Disk with Gaia-ESO. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 227 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 425.03, January 2016. [30](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz, and A. Gómez. The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk. *A&A*, 560 :A109, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321397. [30](#), [45](#), [46](#), [55](#), [58](#)
- M. Haywood, M. D. Lehnert, P. Di Matteo, O. Snaith, M. Schultheis, D. Katz, and A. Gómez. When the Milky Way turned off the lights : APOGEE provides evidence of star formation quenching in our Galaxy. *A&A*, 589 :A66, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527567. [30](#), [58](#)
- R. A. Ibata, G. Gilmore, and M. J. Irwin. Sagittarius : the nearest dwarf galaxy. *MNRAS*, 277 :781–800, December 1995. doi : 10.1093/mnras/277.3.781. [34](#)
- V. D. Ivanov, R. Kurtev, and J. Borissova. Red giant branch stars as probes of stellar populations. II. Properties of the newly discovered globular cluster GLIMPSE-C01. *A&A*, 442 : 195–200, October 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20053093. [38](#)
- C. I. Johnson, R. M. Rich, C. Kobayashi, A. Kunder, and A. Koch. Light, Alpha, and Fe-peak Element Abundances in the Galactic Bulge. *AJ*, 148 :67, October 2014. doi : 10.1088/0004-6256/148/4/67. [56](#)
- C. I. Johnson, N. Caldwell, R. M. Rich, C. A. Pilachowski, and T. Hsyu. The Chemical Composition of Red Giant Branch Stars in the Galactic Globular Clusters NGC 6342 and NGC 6366. *AJ*, 152 :21, July 2016. doi : 10.3847/0004-6256/152/1/21. [56](#)
- B. R. Jørgensen and L. Lindegren. Determination of stellar ages from isochrones : Bayesian estimation versus isochrone fitting. *A&A*, 436 :127–143, June 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042185. [55](#)
- F. J. Kerr and D. Lynden-Bell. Review of galactic constants. *MNRAS*, 221 :1023–1038, August 1986. doi : 10.1093/mnras/221.4.1023. [46](#)
- T. D. Kinman. Globular clusters, II. The spectral types of individual stars and of the integrated light. *MNRAS*, 119 :538, 1959. doi : 10.1093/mnras/119.5.538. [29](#)
- J. Kormendy and R. C. Kennicutt, Jr. Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies. *ARA&A*, 42 :603–683, September 2004. doi : 10.1146/annurev.astro.42.053102.134024. [45](#)
- R. P. Kraft and I. I. Ivans. A Globular Cluster Metallicity Scale Based on the Abundance of Fe II. *PASP*, 115 :143–169, February 2003. doi : 10.1086/345914. [32](#)
- A. Kunder, A. Koch, R. M. Rich, R. de Propris, C. D. Howard, S. A. Stubbs, C. I. Johnson, J. Shen, Y. Wang, A. C. Robin, J. Kormendy, M. Soto, P. Frinchaboy, D. B. Reitzel, H. Zhao, and L. Origlia. The Bulge Radial Velocity Assay (BRAVA). II. Complete Sample and Data Release. *AJ*, 143 :57, March 2012. doi : 10.1088/0004-6256/143/3/57. [45](#)

- R. Leaman, D. A. Vandenberg, and J. T. Mendel. The bifurcated age-metallicity relation of Milky Way globular clusters and its implications for the accretion history of the galaxy. *MNRAS*, 436 :122–135, November 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1540. [58](#)
- A. Lecureur, V. Hill, M. Zoccali, B. Barbuy, A. Gómez, D. Minniti, S. Ortolani, and A. Renzini. Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation. *A&A*, 465 :799–814, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066036. [54](#), [56](#)
- S. R. Majewski, W. E. Kunkel, D. R. Law, R. J. Patterson, A. A. Polak, H. J. Rocha-Pinto, J. D. Crane, P. M. Frinchaboy, C. B. Hummels, K. V. Johnston, J. Rhee, M. F. Skrutskie, and M. Weinberg. A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. II. Swope Telescope Spectroscopy of M Giant Stars in the Dynamically Cold Sagittarius Tidal Stream. *AJ*, 128 :245–259, July 2004. doi : 10.1086/421372. [34](#)
- G. Marconi, R. Buonanno, M. Castellani, G. Iannicola, P. Molaro, L. Pasquini, and L. Pulone. The stellar content of the Sagittarius Dwarf Galaxy. *A&A*, 330 :453–463, February 1998. [34](#)
- A. Marín-Franch, A. Aparicio, G. Piotto, A. Rosenberg, B. Chaboyer, A. Sarajedini, M. Siegel, J. Anderson, L. R. Bedin, A. Dotter, M. Hempel, I. King, S. Majewski, A. P. Milone, N. Paust, and I. N. Reid. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. VII. Relative Ages. *ApJ*, 694 :1498–1516, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/694/2/1498. [32](#), [34](#), [57](#), [58](#), [59](#), [60](#)
- D. Martínez-Delgado, R. Zinn, R. Carrera, and C. Gallart. Remnants of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy around the Young Globular Cluster Palomar 12. *ApJ*, 573 : L19–L22, July 2002. doi : 10.1086/341970. [34](#)
- S. Mészáros, S. L. Martell, M. Shetrone, S. Lucatello, N. W. Troup, J. Bovy, K. Cunha, D. A. García-Hernández, J. C. Overbeek, C. Allende Prieto, T. C. Beers, P. M. Frinchaboy, A. E. García Pérez, F. R. Hearty, J. Holtzman, S. R. Majewski, D. L. Nidever, R. P. Schiavon, D. P. Schneider, J. S. Sobek, V. V. Smith, O. Zamora, and G. Zasowski. Exploring Anticorrelations and Light Element Variations in Northern Globular Clusters Observed by the APOGEE Survey. *AJ*, 149 :153, May 2015. doi : 10.1088/0004-6256/149/5/153. [56](#)
- D. Mihalas and J. Binney. Book-Review - Galactic Astronomy - Structure and Kinematics. *Science*, 214 :829, November 1981. [46](#)
- D. Minniti. Metal-rich globular clusters with R less than or equal 3 kpc : Disk or bulge clusters. *AJ*, 109 :1663–1669, April 1995. doi : 10.1086/117393. [29](#), [38](#), [39](#), [50](#), [54](#)
- W. W. Morgan. The Integrated Spectral Types of Globular Clusters. *PASP*, 68 :509, December 1956. doi : 10.1086/126988. [29](#)
- M. Ness, K. Freeman, E. Athanassoula, E. Wylie-de-Boer, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. F. Lewis, D. Yong, R. R. Lane, and L. L. Kiss. ARGOS - III. Stellar populations in the Galactic bulge of the Milky Way. *MNRAS*, 430 :836–857, April 2013a. doi : 10.1093/mnras/sts629. [30](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [54](#)
- M. Ness, K. Freeman, E. Athanassoula, E. Wylie-de-Boer, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. F. Lewis, D. Yong, R. R. Lane, L. L. Kiss, and R. Ibata. ARGOS - IV. The kinematics of the Milky Way bulge. *MNRAS*, 432 :2092–2103, July 2013b. doi : 10.1093/mnras/stt533. [30](#), [31](#), [45](#)

- I. I. Nikiforov and O. V. Smirnova. Metallicity field and selection effects in spatial distribution of the Galactic globular cluster system. *Astronomische Nachrichten*, 334 :749, October 2013. doi : 10.1002/asna.201311915. 35
- P. E. Nissen. High-precision abundances of elements in solar twin stars. Trends with stellar age and elemental condensation temperature. *A&A*, 579 :A52, July 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201526269. 30
- P. E. Nissen and W. J. Schuster. Two distinct halo populations in the solar neighborhood. Evidence from stellar abundance ratios and kinematics. *A&A*, 511 :L10, February 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913877. 34
- L. Origlia and R. M. Rich. High-Resolution Infrared Spectra of Bulge Globular Clusters : The Extreme Chemical Abundances of Terzan 4 and Terzan 5. *AJ*, 127 :3422–3430, June 2004. doi : 10.1086/420704. 56
- L. Origlia, E. Valenti, and R. M. Rich. High-resolution infrared spectra of NGC 6342 and 6528 : two moderately reddened bulge globular clusters. *MNRAS*, 356 :1276–1282, February 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08529.x. 56
- L. Origlia, R. M. Rich, F. R. Ferraro, B. Lanzoni, M. Bellazzini, E. Dalessandro, A. Mucciarelli, E. Valenti, and G. Beccari. Spectroscopy Unveils the Complex Nature of Terzan 5. *ApJ*, 726 :L20, January 2011. doi : 10.1088/2041-8205/726/2/L20. 56
- S. Ortolani, E. Bica, and B. Barbuy. BH 176 and AM-2 : globular or open clusters? *A&A*, 300 :726, August 1995. 34
- C. Palma, S. R. Majewski, and K. V. Johnston. On the Distribution of Orbital Poles of Milky Way Satellites. *ApJ*, 564 :736–761, January 2002. doi : 10.1086/324137. 34
- S. V. Ramírez and J. G. Cohen. Abundances in Stars from the Red Giant Branch Tip to Near the Main-Sequence Turnoff in M71. III. Abundance Ratios. *AJ*, 123 :3277–3297, June 2002. doi : 10.1086/340354. 56
- G. A. Rutledge, J. E. Hesser, and P. B. Stetson. Galactic Globular Cluster Metallicity Scale from the Ca II Triplet II. Rankings, Comparisons, and Puzzles. *PASP*, 109 :907–919, August 1997. doi : 10.1086/133959. 32
- C. M. Sakari, K. A. Venn, M. Irwin, W. Aoki, N. Arimoto, and A. Dotter. Detailed Chemical Abundances of Four Stars in the Unusual Globular Cluster, Palomar 1. In W. Aoki, M. Ishigaki, T. Suda, T. Tsujimoto, and N. Arimoto, editors, *Galactic Archaeology : Near-Field Cosmology and the Formation of the Milky Way*, volume 458 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 247, August 2012. 34
- A. Sarajedini, L. R. Bedin, B. Chaboyer, A. Dotter, M. Siegel, J. Anderson, A. Aparicio, I. King, S. Majewski, A. Marín-Franch, G. Piotto, I. N. Reid, and A. Rosenberg. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. I. Overview and Clusters without Previous Hubble Space Telescope Photometry. *AJ*, 133 :1658–1672, April 2007. doi : 10.1086/511979. 34
- L. Sbordone, P. Bonifacio, G. Marconi, and R. Buonanno. Chemical abundances in Terzan 7 from UVES spectra. *Highlights of Astronomy*, 13 :160, January 2005. 34

- L. Sbordone, P. Bonifacio, R. Buonanno, G. Marconi, L. Monaco, and S. Zaggia. The exotic chemical composition of the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy. *A&A*, 465 :815–824, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066385. 55
- R. P. Schiavon, O. Zamora, R. Carrera, S. Lucatello, A. C. Robin, M. Ness, S. L. Martell, V. V. Smith, D. A. Garcia Hernandez, A. Machado, R. Schoenrich, N. Bastian, C. Chiappini, M. Shetrone, J. T. Mackereth, R. A. Williams, S. Meszaros, C. Allende Prieto, F. Anders, D. Bizyaev, T. C. Beers, S. D. Chojnowski, K. Cunha, C. Epstein, P. M. Frinchaboy, A. E. Garcia Perez, F. R. Hearty, J. A. Holtzman, J. A. Johnson, K. Kinemuchi, S. R. Majewski, D. Muna, D. L. Nidever, D. C. Nguyen, R. W. O’Connell, D. Oravetz, K. Pan, M. Pinsonneault, D. P. Schneider, M. Schultheis, A. Simmons, M. F. Skrutskie, J. Sobeck, J. C. Wilson, and G. Zasowski. Chemical tagging with APOGEE : Discovery of a large population of N-rich stars in the inner Galaxy. *ArXiv e-prints*, June 2016. 61
- K. L. Shapiro, R. Genzel, and N. M. Förster Schreiber. Star-forming galaxies at  $z \sim 2$  and the formation of the metal-rich globular cluster population. *MNRAS*, 403 :L36–L40, March 2010. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00810.x. 58
- M. E. Sharina, C. J. Donzelli, E. Davoust, V. V. Shimansky, and C. Charbonnel. Gemini spectroscopy of the outer disk star cluster BH176. *A&A*, 570 :A48, October 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423627. 34
- J. Shen, R. M. Rich, J. Kormendy, C. D. Howard, R. De Propris, and A. Kunder. Our Milky Way as a Pure-disk Galaxy A Challenge for Galaxy Formation. *ApJ*, 720 :L72–L76, September 2010. doi : 10.1088/2041-8205/720/1/L72. 30, 45, 54
- O. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz, and A. Gómez. Reconstructing the star formation history of the Milky Way disc(s) from chemical abundances. *A&A*, 578 :A87, June 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424281. 30
- O. N. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz, and A. Gómez. The Dominant Epoch of Star Formation in the Milky Way Formed the Thick Disk. *ApJ*, 781 :L31, February 2014. doi : 10.1088/2041-8205/781/2/L31. 30, 58
- A. O. Thygesen, L. Sbordone, S. Andrievsky, S. Korotin, D. Yong, S. Zaggia, H.-G. Ludwig, R. Collet, M. Asplund, P. Ventura, F. D’Antona, J. Meléndez, and A. D’Ercole. The chemical composition of red giants in 47 Tucanae. I. Fundamental parameters and chemical abundance patterns. *A&A*, 572 :A108, December 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201424533. 56
- S. van den Bergh and G. L. Hagen. Uniform survey of clusters in the southern Milky Way. *AJ*, 80 :11–16, January 1975. doi : 10.1086/111707. 34
- S. van den Bergh and A. D. Mackey. Globular clusters and the formation of the outer Galactic halo. *MNRAS*, 354 :713–719, November 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08228.x. 34
- D. A. Vandenberg. Models for Old, Metal-Poor Stars with Enhanced  $\alpha$ -Element Abundances. II. Their Implications for the Ages of the Galaxy’s Globular Clusters and Field Halo Stars. *ApJS*, 129 :315–352, July 2000. doi : 10.1086/313404. 32

- D. A. Vandenberg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande. The Ages of 55 Globular Clusters as Determined Using an Improved  $\Delta V_{HB\_TO}$  Method along with Color-Magnitude Diagram Constraints, and Their Implications for Broader Issues. *ApJ*, 775 : 134, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/134. [33](#), [57](#), [58](#), [59](#), [60](#)
- R. Zinn. The globular cluster system of the galaxy. IV - The halo and disk subsystems. *ApJ*, 293 :424–444, June 1985. doi : 10.1086/163249. [29](#)
- R. Zinn. The globular clusters of the disk and halo. *JRASC*, 84 :89–106, April 1990. [29](#)
- R. Zinn and M. J. West. The globular cluster system of the galaxy. III - Measurements of radial velocity and metallicity for 60 clusters and a compilation of metallicities for 121 clusters. *ApJS*, 55 :45–66, May 1984. doi : 10.1086/190947. [32](#)
- M. Zoccali, B. Barbuy, V. Hill, S. Ortolani, A. Renzini, E. Bica, Y. Momany, L. Pasquini, D. Minniti, and R. M. Rich. The metal content of the bulge globular cluster NGC 6528. *A&A*, 423 :507–516, August 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20041014. [56](#)

# Chapitre 3

## Détection cinématique des courants stellaires dans la Voie Lactée

### Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>3.2 Méthodes numériques</b> . . . . .	<b>72</b>
<b>3.3 Résultats</b> . . . . .	<b>77</b>
<b>3.4 Discussion</b> . . . . .	<b>106</b>
<b>3.5 Conclusions</b> . . . . .	<b>110</b>
<b>Appendice : La Voie Lactée "isolée"</b> . . . . .	<b>113</b>

---

### 3.1 Introduction

Les relevés spectroscopiques actuels, tels que APOGEE, APOGEE-2, GES, GALAH, RAVE (Allende Prieto et al. [2008]; Majewski et al. [2010]; Eisenstein et al. [2011]; Sobeck et al. [2014]; Gilmore et al. [2012]; Anguiano et al. [2014]; De Silva et al. [2015]; Steinmetz et al. [2006]; Zwitter et al. [2008]; Siebert et al. [2011]; Kordopatis et al. [2013]), élargissent notre connaissance sur la composition chimique et les vitesses radiales de plusieurs centaines de milliers d'étoiles dans notre Galaxie, jusqu'à plusieurs kpc du soleil. Dans les prochaines années, la mission astrométrique de l'ESA, Gaia (Perryman et al. [2001]), fournira les parallaxes et mouvements propres pour environ un milliard d'étoiles dans notre Galaxie ainsi que les vitesses radiales pour un dixième d'entre elles. Cette abondance de données, sans précédent, couplée avec des instruments au sol pour le suivie spectroscopique de Gaia, tels que WEAVE, 4MOST, MOONS (Dalton et al. [2012]; de Jong et al. [2012]; Cirasuolo et al. [2012]), pourront, potentiellement, nous permettre de répondre à de nombreuses questions simples, mais pourtant sans réponses, sur l'étude de notre Galaxie : quelles sont les caractéristiques des différentes populations stellaires de la Voie Lactée? Comment se sont-elles façonnées au cours du temps? Quels sont leurs liens en terme d'évolution? Dans quelles mesures ces populations stellaires sont le résultat d'une formation stellaire in-situ (i.e formées au sein même de la Galaxie) ou le lieu de dépôt d'étoiles et de structures accrétées au cours du temps? La Voie Lactée se présente comme le terrain d'expérimentation naturel pour tout scénario cosmologique et en particulier pour le scénario  $\Lambda$ CDM selon lequel les galaxies croissent de façon hiérarchique à partir de petites structures qui fusionnent au cours du temps et évoluent pour former des galaxies que nous observons aujourd'hui (White and Rees [1978]).

Le modèle  $\Lambda$ CDM prédit que notre Galaxie, la Voie Lactée, contient des centaines de courants stellaires au voisinage du soleil (Helmi et al. [1999], Helmi et al. [2003]; Gómez et al. [2013]) qui sont les signatures de la fusion, à travers le temps, d'autres systèmes galactiques de masses comparables ou significativement plus faibles que notre propre Galaxie au moment de leur accrétion (Bullock and Johnston [2005]; Stewart et al. [2008]; De Lucia and Helmi [2008]; Cooper et al. [2010]; Font et al. [2011]; Brook et al. [2012]; Pillepich et al. [2015]; Rodriguez-Gomez et al. [2016]; Deason et al. [2016]). Bien que nous ayons des preuves d'événements d'accrétion passés ou en cours avec la Voie Lactée (Ibata et al. [1994]; Ibata et al. [2001]; Belokurov et al. [2007]) et que certains courants stellaires, vestiges d'accrétions plus anciennes, ont été possiblement détectés notamment au voisinage solaire, (Helmi et al. [1999]; Helmi et al. [2006]; Klement et al. [2009]; Smith et al. [2009]; Nissen and Schuster [2010]), nous sommes encore loin du nombre d'événement prédit par les simulations cosmologiques. Cela indique t-il que nous avons surestimé l'importance des accrétions dans la construction d'une galaxie comme la nôtre ou bien est-ce la difficulté à découvrir les restes de satellites accrétés, en particulier lorsque ceux-ci dérivent des événements d'accrétion les plus anciens et sont spatialement mélangés avec la Voie Lactée?

Dans les quinze dernières années, de nombreuses études ont suggéré que les signatures des événements d'accrétion passés, même leurs étoiles sont dispersées spatialement, puissent toujours être identifiées dans les espaces cinématiques tels que l'espace énergie - moment angulaire (ci-après  $E - L_z$  avec  $L_z$ , la composante  $z$  du moment angulaire dans un potentiel axisymétrique où  $z$  est l'axe de symétrie), l'espace  $L_z - L_\perp$  (où  $L_\perp$  est la composante du moment angulaire dans le plan  $x - y$ ) ou bien les espaces des paramètres orbitaux comme l'espace apocentre - péricentre - moment angulaire (ci-après, l'espace APL) et ses projections (Helmi et al. [1999]; Helmi and de Zeeuw [2000]; Knebe et al. [2005]; Brown et al. [2005]; Helmi et al. [2006]; Font et al. [2006]; Choi et al. [2007]; Morrison et al. [2009]; Gómez and Helmi [2010]; Re Fiorentin et al. [2015]; voir deux revues récentes et complètes sur ce sujet, Klement [2010] et Smith [2016]). Par exemple, des satellites accrétés distincts devraient apparaître sous la forme de structures cohérentes dans l'espace  $E - L_z$  (Helmi and de Zeeuw [2000]) dont l'apparence ne devrait pas changer significativement durant le processus d'accrétion et ce même dans le cas d'un potentiel galactique dépendant du temps (Knebe et al. [2005]; Font et al. [2006]; Gómez and Helmi [2010]). Par conséquent, avec les données Gaia de plusieurs millions d'étoiles, il serait possible de fixer une limite inférieure sur le nombre d'événements d'accrétion qu'aurait subi la Voie Lactée rien qu'à partir du nombre de clumps visibles sur l'espace  $E - L_z$  (Helmi and de Zeeuw [2000]; Gómez and Helmi [2010]).

Cette recherche est-elle réellement réalisable et les résultats significatifs? Que signifie une surdensité dans l'espace  $E - L_z$ ? Est-il vraiment possible de remonter au nombre d'événements d'accrétion d'après le nombre de sous-structures observables dans l'espace  $E - L_z$ ? Qu'en est-il de la population stellaire in-situ sous-jacente, les étoiles accrétées peuvent-elles être séparées des étoiles in-situ dans ces espaces? Parmi les espaces utilisés pour rechercher les signatures d'accrétion, il y a l'espace APL - apocentre (A), péricentre (P) et composante  $z$  du moment angulaire ( $L_z$ ) - où les étoiles d'origine extragalactique se regrouperaient autour d'une même valeur d'excentricité (Helmi et al. [2006]) quand bien même les étoiles peuvent atteindre des distances à l'apocentre et au péricentre bien différentes. La cohérence dans l'espace apocentre - péricentre est-elle vraiment maintenue au terme du processus d'accrétion? De la même manière que pour l'espace  $E - L_z$ , est-il possible de séparer les étoiles accrétées de la population in-situ, d'autant

que, comme nous le montrerons, cette dernière présente également des sous-structures dans l'espace APL? Pour finir, qu'en est-il de l'espace  $L_z - L_\perp$ ? Y a-t-il des régions, dans cet espace, où la probabilité de trouver des étoiles accrétées est élevée?

Dans ce chapitre, nous abordons ces questions, au moyen de simulations N-corps qui modélisent l'accrétion d'un ou plusieurs (jusqu'à quatre) satellites dans une galaxie à disque type Voie Lactée. La nouveauté de ce travail, en comparaison avec la majorité de ceux disponibles dans la littérature, est l'analyse de simulations entièrement auto-consistantes où les satellites et la galaxie type Voie Lactée sont des systèmes "vivants" qui peuvent réagir à l'interaction, expérimenter du chauffage cinématique, subir des effets de marées et de la friction dynamique (cette dernière étant un processus souvent négligé dans les études précédentes, mais voir [Knebe et al. \[2005\]](#); [Meza et al. \[2005\]](#); [Font et al. \[2006\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)) ainsi qu'effectuer des échanges d'énergies et de moments angulaires. Nous expliquerons comment, à la différence des précédentes découvertes, l'espace énergie - moment angulaire et, de manière similaire, les espaces  $L_z - L_\perp$  et APL, deviennent difficilement déchiffrables lorsque les hypothèses qui limitent les travaux précédents sont levées. En effet, nous montrerons, dans un premier temps, qu'en plus de se superposer dans l'espace  $E - L_z$ , chaque satellite donne naissance à plusieurs surdensités indépendantes en raison de la non-conservation de l'énergie et du moment angulaire durant le processus d'accrétion. Dans un second temps, nous discuterons de la population stellaire in-situ et notamment de sa réponse à l'interaction en occupant des régions de l'espace  $E - L_z$  à faible moment angulaire et énergie élevée. Enfin, nous verrons que les deux composantes stellaires, accrétées et in-situ se superposent dans cet espace. Des résultats similaires sont obtenus pour les espaces  $L_z - L_\perp$  et APL. De ces résultats, nous concluons que l'utilisation des espaces cinématiques pour la recherche des 'briques' qui ont fait notre Galaxie est, en pratique, inefficace. En accord avec des résultats plus anciens ([Gould \[2003\]](#)), nous trouvons que tous ces espaces sont riches en sous-structures, mais la cinématique seule ne permet pas de remonter à l'origine de ces sous-structures.

Nous montrerons par exemple que le halo stellaire formé comme résultat du chauffage du disque par les interactions n'est ni homogène ni sans rotation. Ce point est bien différent de ce qui est habituellement supposé pour notre Galaxie ([Helmi et al. \[1999\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#)). Ce halo peut présenter des sous-structures dans les espaces cinématiques et une attention particulière doit donc être employée avant d'interpréter ces surdensités comme les signatures d'événements d'accrétion (voir par exemples [Morrison et al. \[2009\]](#); [Helmi et al. \[2006\]](#); [Klement et al. \[2009\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). De notre étude, nous concluons que bien que tous ces espaces soient riches en sous-structures, la cinématique n'est pas suffisante pour déterminer leur origines. De ce fait, les abondances chimiques détaillées et/ou des estimations d'âges seront nécessaires pour identifier les courants stellaires dont les caractéristiques devront être, dans ces espaces, distinctes de celles de la population in-situ.

Ce chapitre s'organise comme suit : Dans la Sect. 3.2, nous discutons des travaux réalisés jusqu'à présent utilisant des modèles numériques (Sect. 3.2.1) puis nous présentons les simulations N-corps que nous analysons dans ce chapitre (Sect. 3.2.2). Dans la Sect. 3.3, nous présenterons les principaux résultats de ce travail, en commençant par analyser l'espace  $E - L_z$  (Sect. 3.3.1), l'espace  $L_z - L_\perp$  (Sect. 3.3.3) et enfin l'espace APL (Sect. 3.3.5). En Sect. 3.4, nous continuons sur une discussion de nos résultats qui nous amènera à résumer les conclusions principales de ce travail, en Sect. 3.5.



## 3.2 Méthodes numériques

### 3.2.1 Les précédents modèles numériques

Avant de décrire les simulations que nous utilisons dans ce chapitre et le suivant (Chapitre 4), il est utile de résumer les principaux processus dynamiques modélisés jusqu'à présent dans la littérature, pour l'étude des signatures cinématiques des étoiles accrétées dans la Galaxie. En effet, comme nous le verrons plus loin, la connaissance de ces processus est essentielle pour comprendre les raisons pour lesquelles notre étude n'atteint pas les mêmes conclusions que celles des précédents travaux. Ainsi, la détection des courants stellaires dans la Voie Lactée, à travers l'identification de (sous) structures dans les espaces cinématiques, repose principalement sur deux types de modèles numériques :

1. Les modèles de "particule test".
2. Les simulations N-corps autoconsistantes.

*Les modèles de "particule test"* pour la détection des courants stellaires ont été développés depuis les travaux précurseurs de [Helmi et al. \[1999\]](#) et [Helmi and de Zeeuw \[2000\]](#). Dans ces travaux (voir aussi [Kepley et al. \[2007\]](#)) la Voie Lactée est représentée par un potentiel fixe tandis que les satellites le sont par une collection de particules qui interagissent gravitationnellement entre elles. Dans les travaux les plus récents, le potentiel de la Voie Lactée varie avec le temps (voir, par exemple, [Gómez and Helmi \[2010\]](#); [Gómez et al. \[2010\]](#)). Tous ces modèles confirment les premières suggestions de Helmi : bien que les débris des satellites accrétés très tôt sont difficiles à retrouver spatialement, de fortes corrélations et la présence de structures devraient être visibles dans les espaces  $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$  et APL. Il faut noter que, par définition, puisque ces modèles supposent un potentiel galactique analytique, et qu'alors aucune friction dynamique n'entre en jeu, les énergies et les moments angulaires des satellites accrétés sont conservés<sup>1</sup>. Ainsi le résultat que les satellites accrétés seraient observables sous la forme de clumps dans l'espace des intégrales du mouvement – chaque clump serait associé à un unique satellite ([Helmi and de Zeeuw \[2000\]](#) pour l'espace  $E - L_z$ ) – est une conséquence directe des hypothèses faites dans ces modèles plutôt qu'une caractéristique intrinsèque d'un événement d'accrétion. À moins que les satellites ne se dispersent avant de subir une friction dynamique trop importante - bien que dans ce cas, ils atteindraient difficilement le halo galactique interne (<15 à 20 kpc du centre galactique, [Carollo et al. \[2007\]](#)) qui reste la région privilégiée pour la détection cinématique des courants stellaires - ils (les satellites) perdent leur cohérence dans l'espace des intégrales du mouvement durant leur accrétion dans la Galaxie (voir Sect. 3.3).

Les conclusions de ces modèles doivent également être prises avec prudence puisque qu'en général la population stellaire in-situ n'y est pas modélisée. Or, nous verrons par la suite que cette population interfère, en arrière-plan, avec le signal des événements d'accrétion. Ajouté à cela, tous les travaux cités précédemment supposent que le halo stellaire est constitué exclusivement d'étoiles accrétées. Cette hypothèse maximise naturellement le signal, même lorsque les erreurs observationnelles sont prises en compte (comme dans [Helmi and de Zeeuw \[2000\]](#); [Gómez and Helmi \[2010\]](#)). Une nouvelle approche est présentée dans [Brown et al. \[2005\]](#) dans lesquels les auteurs modélisent également une population in-situ et concluent que la présence de cette population dans l'espace  $E - L_z$  rend difficile la recherche de surdensités, ce qui serait alors un véritable challenge pour

1. Ceci est vrai pour le moment angulaire total  $L$  dans un potentiel sphérique tandis que dans le cas d'un potentiel axisymétrique, seule la composante  $z$  du moment angulaire est strictement conservée

les missions astrométriques telle que Gaia. Toutefois, il faut noter que dans ce travail, la population in-situ du halo est modélisée par une distribution homogène dans l'espace des phases et est ajoutée *à posteriori* au modèle utilisé : en conséquence, cette population ne répond pas de manière autoconsistante à l'interaction et ne subit ni chauffage cinématique, ni structuration particulière dans les espaces cinématiques. De ce fait, la granularité dans la distribution de la population accrétée est toujours surestimée étant donné qu'elle est modélisée sur un arrière-plan homogène. Nous montrerons, dans les pages qui suivent, que la situation est plus compliquée que celle décrite par [Brown et al. \[2005\]](#) et que la recherche est encore plus inefficace quand la population in-situ est modélisée également de façon autoconsistante.

**Les simulations N-corps auto-consistantes** dites aussi modèles "vivants" ne font pas l'hypothèse d'un potentiel Galactique fixe puisque les satellites et la Galaxie sont modélisés par une collection de particules (matière noire et/ou étoiles) qui répondent de manière autoconsistante à l'interaction. En conséquence, la friction dynamique est naturellement présente, de même que la réponse des étoiles in-situ aux événements d'accrétion. À notre connaissance, l'utilisation de ce type d'approche pour détecter cinématiquement les événements d'accrétion a été exploité pour la première fois par [Knebe et al. \[2005\]](#). À partir de l'utilisation de simulations cosmologiques composées de matière noire uniquement, les auteurs montrent que l'apparence granuleuse dans la distribution des satellites accrétés est significativement plus floue lorsqu'un potentiel "vivant" est adopté. Malheureusement, [Knebe et al. \[2005\]](#) ne discutent, ni ne montrent la réponse de la composante in-situ à l'interaction. Ainsi, leurs résultats surestiment l'efficacité de l'approche des espaces des intégrales du mouvement. D'autres travaux s'appuient sur l'espace  $E-L_z$ , ou des espaces équivalents, en utilisant des simulations N-corps autoconsistantes ([Meza et al. \[2005\]](#); [Helmi et al. \[2006\]](#); [Font et al. \[2006\]](#); [Gómez et al. \[2013\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). Cependant, soit ils ont négligé la réponse de la population in-situ aux événements d'accrétion ([Meza et al. \[2005\]](#); [Helmi et al. \[2006\]](#); [Font et al. \[2006\]](#); [Gómez et al. \[2013\]](#)), par exemple, en ne considérant pas qu'un halo d'étoiles in-situ puisse se former naturellement à l'issue de la fusion (comme il a été montré par exemple dans [Zolotov et al. \[2009\]](#); [Purcell et al. \[2010\]](#); [Font et al. \[2011\]](#); [Qu et al. \[2011\]](#); [McCarthy et al. \[2012\]](#); [Cooper et al. \[2015\]](#)), soit ils l'ont remplacé par un halo homogène ajouté *à postériori* ([Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). À notre connaissance, seuls les travaux de [Ruchti et al. \[2014\]](#) et [Ruchti et al. \[2015\]](#) ont commencé à étudier la question d'une superposition entre les étoiles in-situ et accrétées, se concentrant toutefois sur des fusions à faible rapport de masse ( $\sim 1 : 100$ ).

Les limitations des travaux précédents sont la motivation principale de notre étude, qui est une première étape vers une modélisation plus réaliste du comportement des étoiles accrétées et in-situ durant un ou plusieurs événements d'accrétion. Ceci est une étape nécessaire pour faire des prédictions sur la redistribution des étoiles accrétées et in-situ dans notre Galaxie, en vue de l'arrivée des données Gaia. Mais c'est aussi une invitation à la prudence dans l'analyse des données cinématiques actuelles dans lesquelles les structures identifiées sont souvent interprétées en faveur d'une origine extragalactique.

### 3.2.2 Nos simulations

Dans ce chapitre, nous analysons trois simulations à haute résolution et sans dissipation d'une galaxie type Voie Lactée accrétant une, deux ou quatre satellites, respectivement. La masse de chaque satellite est équivalente à un dixième de la masse de la ga-

	M	$a$	$h$	N
MW galaxy : Thin disc	11.11	4.7	0.3	10M
MW galaxy : Intermediate disc	6.66	2.3	0.6	6M
MW galaxy : Thick disc	4.44	2.3	0.9	4M
MW galaxy : GC system	0.04	2.3	0.9	100
MW galaxy : Dark halo	70.00	10	–	5M
Satellite : Thin disc	1.11	1.48	0.09	1M
Satellite : Intermediate disc	0.67	0.73	0.18	0.6M
Satellite : Thick disc	0.44	0.73	0.27	0.4M
Satellite : GC system	0.004	0.73	0.27	10
Satellite : Dark halo	7.00	3.16	–	0.5M

TABLEAU 3.1 – Masses, longueurs et hauteurs caractéristiques et nombre de particules qui caractérisent les différentes composantes de la galaxie type Voie Lactée et le (les) satellite (s). Toutes les masses sont exprimées en  $2.3 \times 10^9 M_{\odot}$ .

	1 × (1 :10)		2 × (1 :10)		4 × (1 :10)		
	sat 1	sat 1	sat 2	sat 1	sat 2	sat 3	sat 4
$x_{sat}$	83.86	83.86	92.38	83.86	92.38	42.48	-9.08
$y_{sat}$	0.00	0.00	-21.98	0.00	-21.98	11.16	75.00
$z_{sat}$	54.46	54.46	-31.34	54.46	-31.34	-89.84	-65.52
$D_{sat}$	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00
$v_{x,sat}$	1.22	1.22	1.46	1.22	1.46	0.81	0.07
$v_{y,sat}$	0.30	0.30	-0.05	0.30	-0.05	0.40	1.38
$v_{z,sat}$	0.79	0.79	-0.41	0.79	-0.41	-1.26	-0.94
$V_{sat}$	1.48	1.48	1.52	1.48	1.52	1.55	1.67
$L_{x,sat}$	-16.16	-16.16	7.53	-16.16	7.53	21.63	20.34
$L_{y,sat}$	0.00	0.00	-7.79	0.00	-7.79	-18.83	-12.93
$L_{z,sat}$	24.89	24.89	27.66	24.89	27.66	7.89	-17.61
$\theta_{orb}$	90.00	90.00	45.00	90.00	45.00	49.00	67.6
$\phi_{orb}$	33.00	33.00	-16.00	33.00	-16.00	-70.00	49.1
$\theta_{sat}$	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00
$\phi_{sat}$	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00

TABLEAU 3.2 – Les positions initiales, vitesses et moments angulaires orbitaux pour les différentes galaxies satellites. Toutes les quantités sont données dans un référentiel dont l’origine est le centre de la galaxie type Voie Lactée, le plan  $x - y$  coïncide avec le plan du disque de la galaxie massive et l’axe  $z$  partage la même orientation que son moment angulaire interne. Les angles  $\theta_{orb}$  et  $\phi_{orb}$ , qui indiquent l’orientation du plan orbital du satellite dans ce référentiel, sont exprimés en degrés. Les angles  $\theta_{sat}$  et  $\phi_{sat}$  donnent l’orientation du spin des galaxies satellites. Ces angles sont représentés schématiquement sur la Fig. 3.1. Les distances sont en kpc, les vitesses en  $100 \text{ km/s}$  et l’unité du moment angulaire est  $100 \text{ kpc} \cdot \text{km/s}$ .

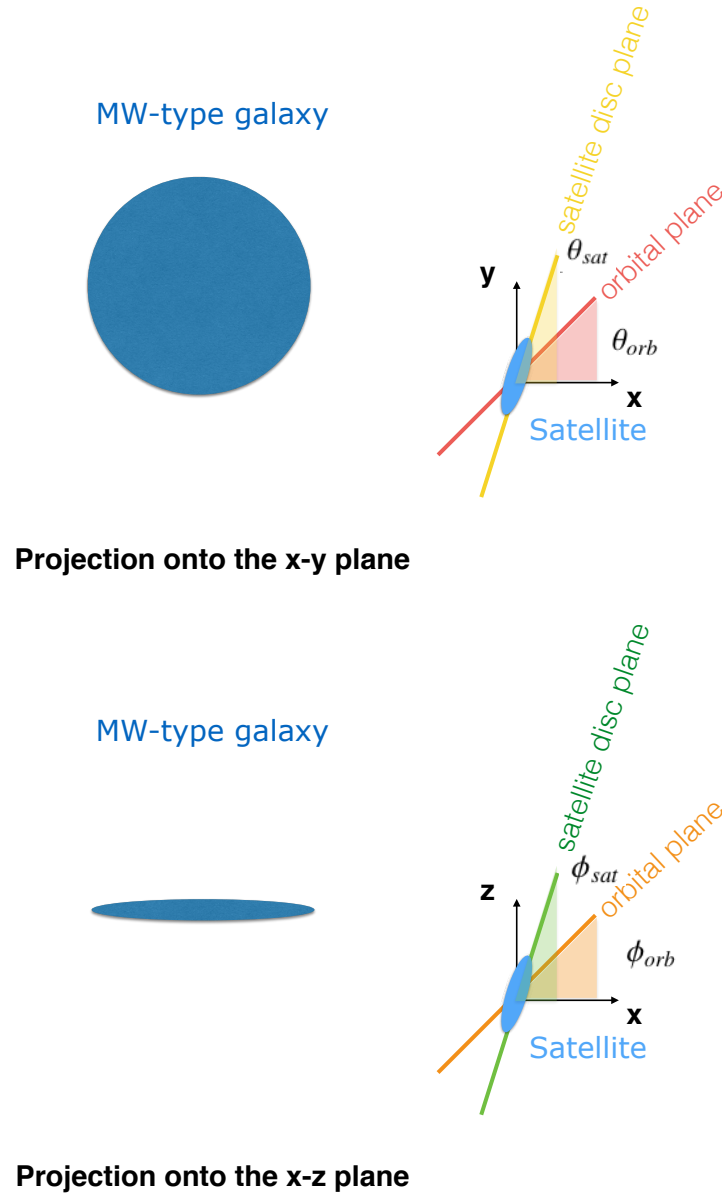


FIGURE 3.1 – "Set-up" du plan orbital du satellite et de son moment angulaire interne (spin). Dans un référentiel dont le plan  $xy$  coïncide avec le plan du disque de la galaxie type VL, et dont l'axe  $z$  est orienté comme le spin de la galaxie type VL, l'orientation dans l'espace du plan orbital du satellite est définie par deux angles,  $\theta_{orb}$  et  $\phi_{orb}$ . Le premier définit l'angle entre la projection du plan orbital sur le plan  $xy$  et l'axe  $x$  (courbe et surface rouges dans le panel de haut), le deuxième définit l'angle entre la projection du plan orbital sur le plan  $xz$  et l'axe  $x$  (courbe et surface oranges dans le panel de bas). De façon similaire, on peut définir les angles  $\theta_{sat}$  et  $\phi_{sat}$ , qui indiquent l'orientation spatiale du spin du satellite (courbes et surfaces jaunes et vertes, respectivement, dans les panneaux de haut et de bas).

galaxie type Voie Lactée (appelée aussi galaxie massive). Le nombre total de particules utilisé dans ces simulations varie de  $N_{tot} = 27\,500\,110$  (pour une accrétion) à  $N_{tot} = 35\,000\,140$  (pour quatre accrétions). La galaxie massive contient d'une part, un disque mince, un disque intermédiaire et un disque épais à l'image du disque mince, du disque épais jeune et du disque épais vieux de notre Galaxie, respectivement (Haywood et al. [2013]; Di Matteo [2016]), d'autre part, un système de cent amas globulaires de disque, chacun représenté par un point de masse. L'ensemble de la matière baryonique, soit 20 000 100 de par-

ticules, est immergé dans un halo de matière noire représenté par 5 000 000 particules. Le disque est modélisée avec la densité de distribution de Miyamoto-Nagai, sous la forme :

$$\rho_*(R, z) = \left( \frac{h_*^2 M_*}{4\pi} \right) \frac{a_* R^2 + (a_* + 3\sqrt{z^2 + h_*^2})(a_* + \sqrt{z^2 + h_*^2})^2}{\left[ a_*^2 + (a_* + \sqrt{z^2 + h_*^2})^2 \right]^{5/2} (z^2 + h_*^2)^{3/2}},$$

$M_*$ ,  $a_*$  et  $a_{halo}$  étant les masses et les échelles de longueur et de hauteur qui caractérisent les populations stellaires du disque mince, intermédiaire et épais, respectivement (voir Table 3.1, pour toutes les valeurs). Le système des amas globulaires de disque a une échelle de longueur et de hauteur similaire à celles du disque épais vieux. Le halo de matière est modélisé par une sphère de Plummer dont la densité est :

$$\rho_{halo}(r) = \left( \frac{3M_{halo}}{4\pi a_{halo}^3} \right) \left( 1 + \frac{r^2}{a_{halo}^2} \right)^{-5/2}$$

$M_{halo}$  et  $a_{halo}$  étant les masses et rayons caractéristiques, respectivement (voir Table 3.1, pour toutes les valeurs). Les galaxies satellites sont des versions redimensionnées de la galaxie principale (type Voie Lactée) avec des masses et un nombre total de particules 10 fois plus petit et des tailles réduites d'un facteur  $\sqrt{10}$  (Table 3.1). Dans un référentiel dont le centre est l'origine de la galaxie type Voie Lactée, le plan  $x - y$  coïncide avec le plan du disque galactique et l'axe  $z$  montre l'orientation du spin de la galaxie massive. Pour les galaxies satellites : les positions sont  $(x_{sat}, y_{sat}, z_{sat})$ , les distances au centre du référentiel sont notées  $D_{sat}$ , les vitesses-3D initiales sont  $(v_{x,sat}, v_{y,sat}, v_{z,sat})$ , la vitesse absolue est notée  $V_{sat}$ . De plus, les plans orbitaux des satellites sont inclinés de  $(\theta_{orb}, \phi_{orb})$  par rapport à la galaxie type Voie Lactée tel que  $\theta_{orb}$  est l'angle entre la projection du plan orbital du satellite sur plan  $x - y$  et l'axe  $x$  tandis que  $\phi_{orb}$  est l'angle entre la projection du plan orbital du satellite sur le plan  $x - z$  et l'axe  $x$ . Enfin, l'orientation dans l'espace du moment angulaire interne de chaque satellite est décrit par les angles  $(\theta_{sat}, \phi_{sat})$  où  $\theta_{sat}$  est l'angle entre la projection du spin du satellite sur le plan  $x - y$  et l'axe  $x$ , tandis que  $\phi_{sat}$  est l'angle entre la projection du spin du satellite sur le plan  $x - z$  et l'axe  $x$ . Une représentation schématique de tous ces angles est donnée Fig. 3.1 et leurs valeurs sont reportées dans la Table 3.2, ainsi que les positions, les vitesses et les moments angulaires orbitaux initiaux. Notons, en particulier que tous les satellites sont sur une orbite directe (prograde, avec  $L_{z,sat}$ , composante  $z$  du moment angulaire étant positif), à l'exception du satellite 4 de la fusion  $4 \times (1 : 10)$  qui est initialement placé sur une orbite rétrograde ( $L_{z,sat} < 0$ , voir Table 3.2)

Les conditions initiales ont été générées en adoptant une méthode itérative décrite dans Rodionov et al. [2009] et toutes les simulations ont été exécutées en utilisant le code TreeSPH décrit dans Semelin and Combes [2002], lequel a été utilisé très largement par notre groupe durant les dix dernières années pour simuler l'évolution séculaire ainsi que des accrétions et des fusions de galaxies. Les forces gravitationnelles sont calculées en utilisant un paramètre de tolérance  $\theta = 0.7$  et une expansion multipolaire au 4e ordre. Un potentiel de Plummer est utilisé pour lisser les forces gravitationnelles avec une longueur de lissage constante,  $\epsilon = 50$  pc pour toutes les espèces de particules. Les équations du mouvement sont intégrées via l'algorithme "leapfrog" avec un pas de temps fixé à  $\Delta t = 2.5 \times 10^5$

yr.

Dans la suite de ce chapitre, lorsque cela n'est pas mentionné, les unités utilisées sont : les distances en kpc, l'unité de masse en  $2.3 \times 10^9 M_{\odot}$ , les vitesses en  $100 \text{ km/s}$ , la constante  $G = 1$ , les énergies en  $10^4 (km/s)^2$  et l'unité de temps en  $10^7$  années. Avec ce choix, au début de la simulation, la masse stellaire de la galaxie type Voie Lactée est  $5.1 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

### 3.3 Résultats

Dans la suite de cette analyse, sauf lorsque cela est précisé explicitement, toutes les quantités sont estimées dans un référentiel dont l'origine est le centre de la galaxie type Voie Lactée. À chaque pas de temps, le centre de ce référentiel est évalué comme le centre de densité selon la méthode décrite dans [Casertano and Hut \[1985\]](#). Le plan  $x-y$  coïncide avec le plan du disque de la galaxie type Voie Lactée et l'axe  $z$  est perpendiculaire à ce dernier.

#### 3.3.1 L'espace $E - L_z$

Nous commençons notre analyse par l'étude de l'espace  $E - L_z$  qui a été proposé comme un espace fondamental pour détecter les signatures des événements d'accrétion ([Helmi and de Zeeuw \[2000\]](#)). Les résultats sont structurés de la manière suivante : nous commençons par discuter la redistribution des étoiles d'un ou de plusieurs satellites, dans cet espace, durant leur accrétion dans le potentiel galactique; puis, nous montrons les prédictions de notre modèle à propos de la superposition entre les étoiles accrétées et les étoiles in-situ; enfin, nous restreignons notre analyse à un "voisinage solaire" et discutons de la difficulté et de l'efficacité de la recherche de courants stellaires dans l'espace  $E - L_z$ .

##### 3.3.1.1 La cohérence des structures accrétées

La redistribution dans l'espace  $E - L_z$  des étoiles des satellites, durant leur phase d'accrétion dans la galaxie type Voie Lactée, est montrée sur la Fig. 3.2, à différents temps pour la fusion de rapport de masse 1 :10. Au début de l'interaction, à  $t = 0$  Gyr, le satellite prend la forme d'un clump unique dans l'espace  $E - L_z$  dont l'énergie est élevée et la dispersion le long de la composante  $z$  du moment angulaire est importante. À l'approche de son premier passage au péricentre, à  $t = 0.5$  Gyr, la distribution des étoiles du satellite dans l'espace  $E - L_z$  change : les étoiles se redistribuent sur un interval plus large en énergie, i.e des énergies légèrement positives (pour les étoiles qui ne sont plus liées au système) aux énergies significativement négatives (pour les étoiles qui approchent les régions galactiques les plus internes). À cette époque, le satellite est plus proche du centre galactique et la friction dynamique s'accroît davantage. En conséquence, le moment angulaire tend à diminuer d'où la distribution plus compacte en  $L_z$ . La forte élongation dans la redistribution des étoiles dans l'espace  $E - L_z$ , observée à  $t = 0.5$  Gyr, rappelle l'allongement spatiale important que subissent les galaxies satellites (et même les systèmes les moins massifs comme les amas globulaires) lorsque celles-ci se rapprochent du péricentre de leur orbite<sup>2</sup>. Lorsque le satellite atteint son prochain passage à l'apocentre, sa

---

2. Lorsque le satellite est à son péricentre, les queues de marées sont particulièrement allongées et relativement mince et peuvent s'étendre jusqu'à des dizaines de kpc autour de la masse liée du satellite

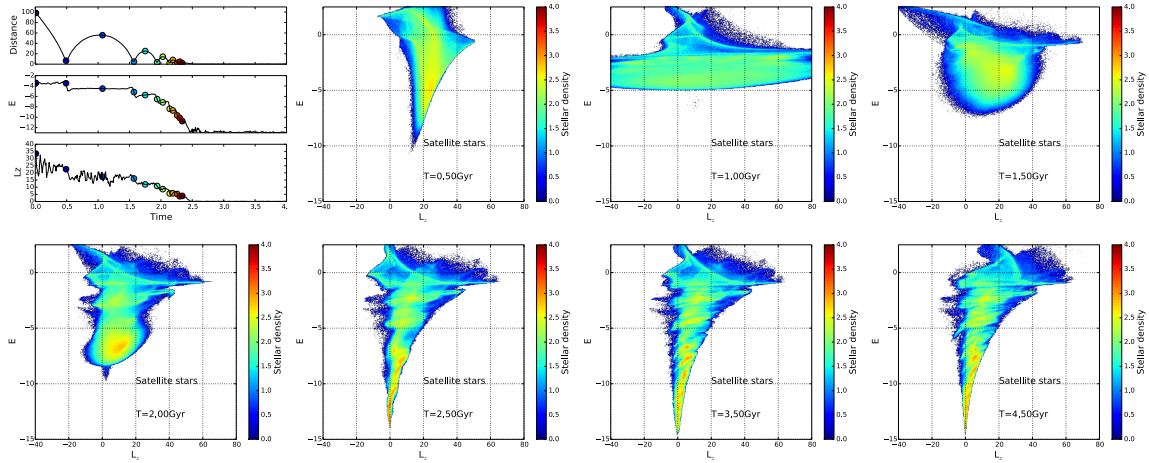


FIGURE 3.2 – Simulation d’une fusion 1 :10 avec la galaxie type Voie Lactée. *Le panneau le plus à gauche sur la ligne du haut* : Évolution dans le temps, de la distance du satellite au centre de la galaxie type Voie Lactée, de son énergie totale et de sa composante  $z$  du moment angulaire  $L_z$ . Les ronds colorés montrent les différents moments où le satellite passe au péricentre et à l’apocentre durant son orbite autour de la galaxie type Voie Lactée. *De gauche à droite et de haut en bas* : Distribution des étoiles du satellite dans l’espace  $E - L_z$  à différentes époques durant son accrétion dans la galaxie massive. Le satellite fusionne avec la galaxie type Voie Lactée après 2.5 Gyr d’évolution depuis le début ( $t = 0$ ) de la simulation. Sur tous les panneaux, les couleurs informent de la densité stellaire en échelle logarithmique, comme indiqué par la barre de couleur.

distribution spatiale devient plus compacte, de même que la distribution de son énergie (voir Fig. 3.2 au temps  $t = 1$  Gyr), tandis que la composante  $z$  de son moment angulaire devient de nouveau plus large. À chaque orbite, les étoiles du satellite traversent une phase de compression et d’expansion dans l’espace  $E - L_z$ .

Globalement, sous l’effet de la friction dynamique, l’énergie et le moment angulaire décroissent et le satellite pénètre plus profondément dans le puit de potentiel de la galaxie type Voie Lactée. Durant l’interaction, une fraction des étoiles devient non liée, quitte le satellite et peuple les queues de marées qui se développent autour de leur progéniteur. Parce que les étoiles perdues à différents passages sont caractérisées par différentes valeurs d’énergies et de moments angulaires, elles se regroupent en divers clumps, selon le moment où elles ont quitté leur satellite parent. Notons qu’en première approximation, les valeurs d’énergie et de moment angulaire des étoiles perdues sont équivalentes à celle du centre de masse du satellite. Les étoiles perdues durant les premières phases de l’interaction, i.e aux époques les plus anciennes, peuplent la partie supérieure du diagramme  $E - L_z$  tandis que les étoiles perdues récemment se regroupent de préférence dans des clumps de plus basse (i.e plus liés) énergies. En général, si la friction dynamique a eu le temps d’agir sur le satellite avant qu’il ne devienne un ensemble d’étoiles non liées gravitationnellement, *la distribution des étoiles du satellite perd sa cohérence dans  $E - L_z$*  : un satellite donne naissance à plusieurs clumps dont le nombre et la densité dépend du nombre de passages effectués par le satellite autour de la galaxie type Voie Lactée ainsi que de la masse qu’il a perdu à chaque passage.

La perte de cohérence dans l’espace  $E - L_z$  pour la distribution des étoiles du satellite

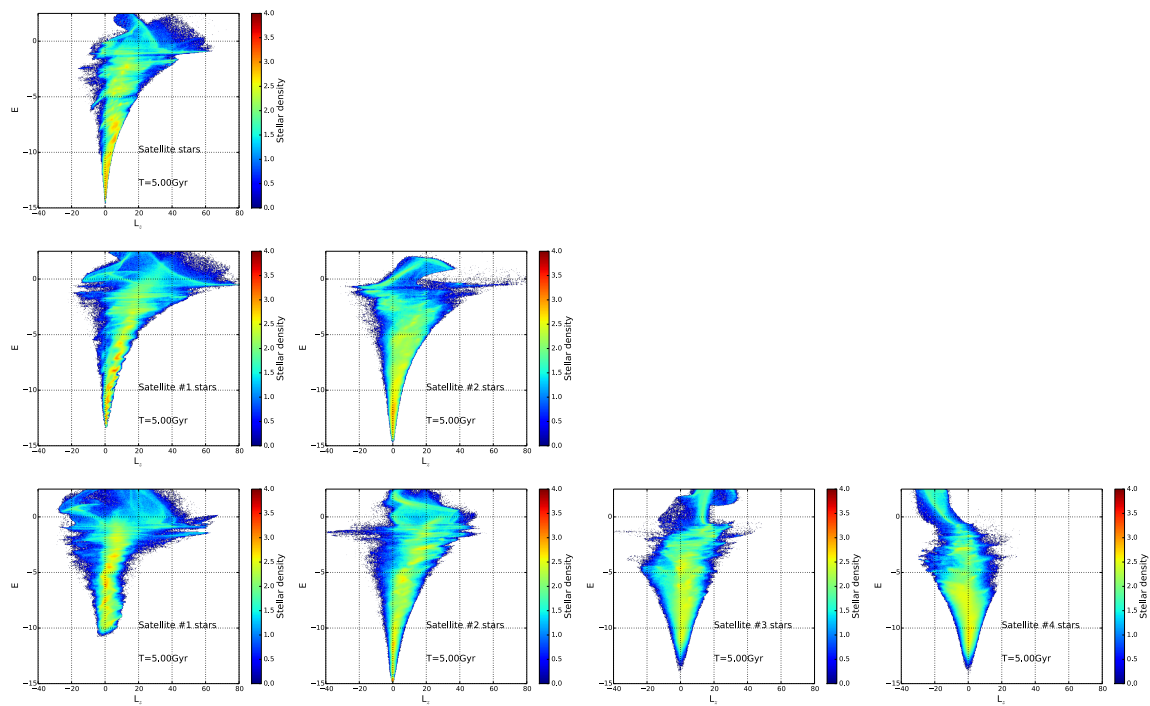


FIGURE 3.3 – *Du haut vers le bas* : Distribution des étoiles du(/des) satellite(s) dans l'espace  $E - L_z$  pour les fusions  $1 \times (1 : 10)$  (ligne du haut),  $2 \times (1 : 10)$  (ligne du milieu) et  $4 \times (1 : 10)$  (ligne du bas). La contribution de chaque satellite est montrée de la gauche vers la droite. Toutes les distributions sont montrées au temps final des simulations, i.e  $t = 5$  Gyr. Sur tous les panneaux, les couleurs informent de la densité stellaire en échelle logarithmique, comme indiqué par la barre de couleur.



ne dépend pas du choix particulier des paramètres orbitaux. De ce fait, pour toutes nos simulations qui modélisent l'accrétion et la fusion d'un unique satellite ( $1 \times (1 : 10)$ ), de deux satellites ( $2 \times (2 : 10)$ ) et de quatre satellites ( $4 \times (1 : 10)$ ), chacun des systèmes extragalactique contribue à former plusieurs clumps dans l'espace  $E - L_z$ , en redistribuant ses étoiles sur une large surface, à la fois en énergie et en moment angulaire (voir Fig. 3.3). Bien que les satellites accrétés peuvent avoir des énergies et/ou moments angulaires différents au début de la simulation, lorsque leur fusion avec la galaxie massive est complète, leurs étoiles tendent à se redistribuer sur une même région de l'espace  $E - L_z$ . Il y a donc ainsi une superposition, non négligeable, des étoiles appartenant à différents satellites. Cela indique que, même dans le cas idéal où la population stellaire formée in-situ est absente, chaque région, et donc chaque clump de l'espace  $E - L_z$ , peut être le résultat de la superposition de structures accrétées de diverses origines. Pour conclure, il convient de souligner que les étoiles accrétées ne se redistribuent pas seulement sous forme de clumps. En effet, une partie d'entre elles montre une distribution plus diffuse et ne peut donc pas être associées à des surdensités bien définies (voir Fig. 3.3).

### 3.3.1.2 La superposition avec les étoiles in-situ

Nous avons vu, dans cette section, comment un ou plusieurs satellites accrétés dans une galaxie type Voie-Lactée se redistribuent dans l'espace  $E - L_z$ . Dans cet espace, un clump ne peut être associé à un unique événement d'accrétion car d'une part, un satellite donne naissance à plusieurs clumps durant son accrétion dans le potentiel galactique et d'autre part, les satellites, bien qu'ayant des paramètres orbitaux différents, se superposent sur une même région de l'espace  $E - L_z$ . Un autre élément vient compliquer la recherche de sous-structure dans cet espace : la présence d'une population stellaire in-situ. En effet, cette dernière réagit à l'interaction en se redistribuant sur la même région de l'espace  $E - L_z$  occupée par les étoiles accrétées, comme nous allons le détailler dans ce qui suit.

Le chauffage cinématique du disque stellaire durant les événements d'accrétion et sa redistribution, sous la forme d'un disque épais et d'un halo interne, est connue depuis décennies (Quinn et al. [1993]; Walker et al. [1996]; Villalobos and Helmi [2008]; Villalobos and Helmi [2009]; Zolotov et al. [2009]; Purcell et al. [2010]; Font et al. [2011]; Di Matteo et al. [2011]; Qu et al. [2011]; McCarthy et al. [2012]; Cooper et al. [2015]). En conséquence, les étoiles in-situ tendent à gagner en énergie et à perdre en moment angulaire tandis que leurs orbites deviennent plus allongées radialement et verticalement. Ce changement dans les propriétés spatiales et cinématiques du disque stellaire in-situ, durant l'interaction, a naturellement des conséquences sur la redistribution des étoiles dans l'espace  $E - L_z$ , comme le montre la colonne du milieu sur la Fig. 3.4. En l'absence d'interaction, les étoiles in-situ restent confinées dans une région mince et allongée de l'espace  $E - L_z$ , correspondant à la région occupée par notre disque mince/épais initial (voir Fig. 3.19 en Appendice 3.5). En raison de l'interaction, ces étoiles tendent à se redistribuer vers des énergies élevées mais des moments angulaires plus faibles (voir Fig. 3.4) qu'au début de la simulation. Plus le nombre de satellites accrétés est élevé (i.e plus la masse accrétée est importante), plus la distribution des étoiles in-situ est large dans l'espace  $E - L_z$  (voir Fig. 3.4). De plus, dans cet espace, la distribution des étoiles formées in-situ montre des clumps. Dans le cas d'une seule accrétion, aussi bien que dans le cas de quatre accrétions de satellites, les clumps apparaissent non seulement dans la région occupée par le disque stellaire (déjà mentionné par Gómez et al. [2012]) mais également dans la ré-

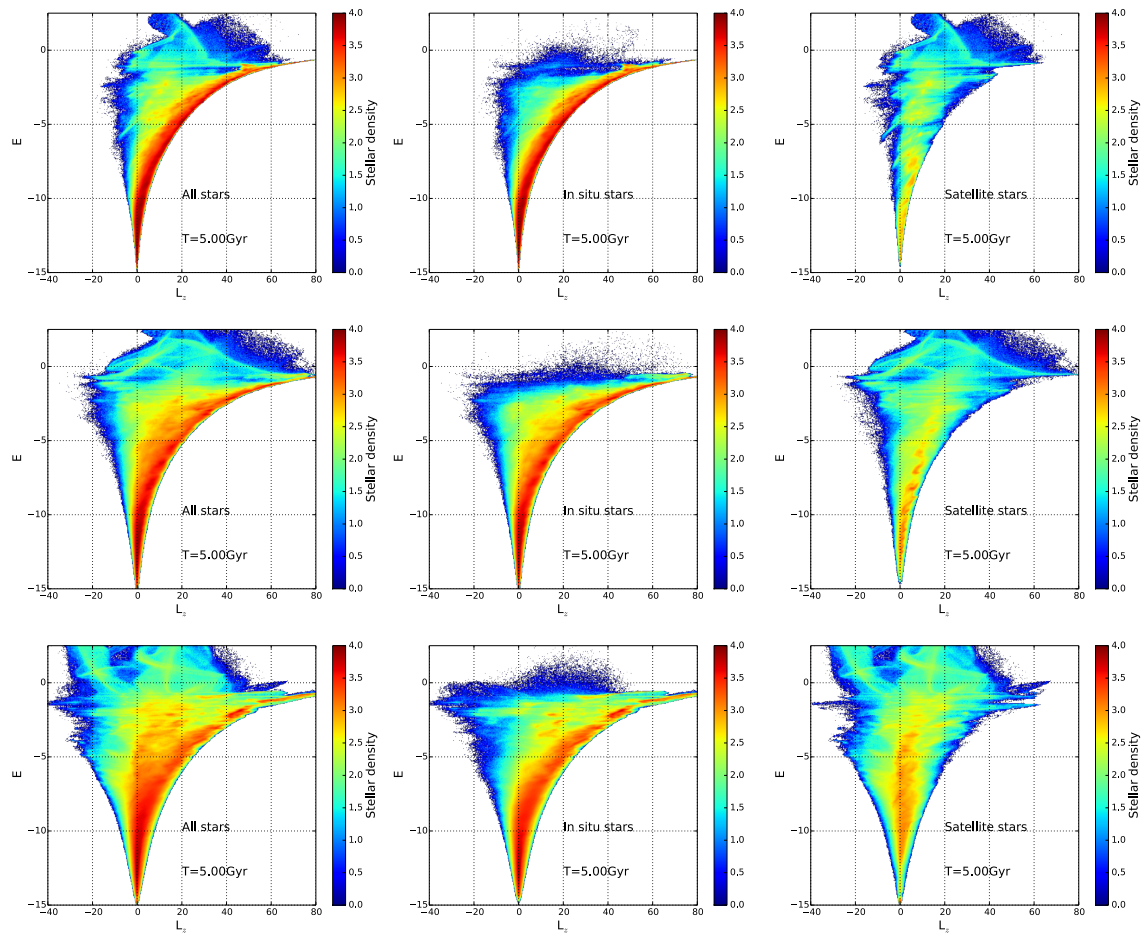


FIGURE 3.4 – *De gauche à droite* : Distribution, dans l’espace  $E - L_z$ , de toutes les étoiles (gauche), des étoiles in-situ (milieu) et des étoiles accrétées (droite). *Du haut vers le bas* : Les différentes lignes montrent respectivement le cas pour la fusion  $1 \times (1 : 10)$ ,  $2 \times (1 : 10)$  et  $4 \times (1 : 10)$ . Toutes les distributions sont montrées au temps final des simulations, i.e  $t = 5$  Gyr. Sur tous les panneaux, les couleurs informent de la densité stellaire en échelle logarithmique, comme indiqué par la barre de couleur.

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$f_{90}$	$f_{60}$
8.	1	0.16	0.25
8.	2	0.16	0.25
8.	3	0.18	0.28
8.	4	0.15	0.26
8.	5	0.13	0.22
8.	6	0.16	0.26
8.	7	0.16	0.27
8.	8	0.14	0.25
12.	1	0.21	0.33
12.	2	0.20	0.31
12.	3	0.27	0.40
12.	4	0.21	0.32
12.	5	0.19	0.30
12.	6	0.22	0.36
12.	7	0.21	0.34
12.	8	0.22	0.35

TABLEAU 3.3 – Fractions  $f_{90}$  et  $f_{60}$  de la surface de l'espace  $E - L_z$  dominée par les étoiles accrétées en comparaison à la surface occupée par toute la distribution des étoiles du halo (voir, Sect. 3.3.1.3 pour leur définition), pour la simulation  $1 \times (1 : 10)$ . Ces fractions sont données ici pour les différents "volumes solaires" montrés en Fig. 3.5

gion la moins liée du diagramme qui est naturellement occupée par les étoiles du halo. Sans différenciation sur l'origine accrétée ou in-situ des étoiles, l'espace  $E - L_z$  peine à être déchiffré : certains clumps identifiés n'ont pas une origine extragalactique puisque composés d'étoiles in-situ (voir panneau en bas à droite de la Fig. 3.4, à  $0 < L_z \leq 20$  et  $-5 \leq E < 0$ ). Cette observation est valable globalement, i.e à l'échelle de la galaxie type Voie Lactée mais également localement, i.e lorsque la recherche est restreinte à des volumes au "voisinage solaire", comme nous le montrerons dans ce qui suit.

Avant de passer à la recherche de courants stellaires accrétés localement, nous souhaitons attirer l'attention du lecteur sur un point qui nous semble important de souligner : comme conséquence de l'évolution du moment angulaire durant la fusion, une partie du disque stellaire in-situ tournant initialement (à  $t = 0$ ) dans le sens direct ( $L_z > 0$ ), tend à se redistribuer sur des orbites rétrogrades ( $L_z < 0$ ). Ainsi, plus la masse accrétée est importante, plus le nombre d'étoiles in-situ sur une orbite rétrograde est élevé et plus grande est la valeur maximale négative atteinte par le moment angulaire. Dans le cas de la fusion  $4 \times (1 : 10)$ , par exemple, certaines étoiles in-situ à haute énergie possèdent une orbite rétrograde avec un moment angulaire plus faible que  $L_z = -20$  (dans notre unité, voir Sect 3.2.2). En conséquence, nous signalons que la présence d'étoiles en orbite rétrograde dans la Galaxie, même à énergie élevée, n'est pas nécessairement une preuve d'une origine extragalactique.

### 3.3.1.3 À la recherche de courants stellaires au voisinage du soleil

Après avoir discuté du comportement global des étoiles accrétées et in-situ dans l'espace  $E - L_z$ , nous analysons maintenant la possibilité de détecter, dans cet espace, des courants stellaires situés dans des volumes locaux. Dans les simulations N-corps, la défi-

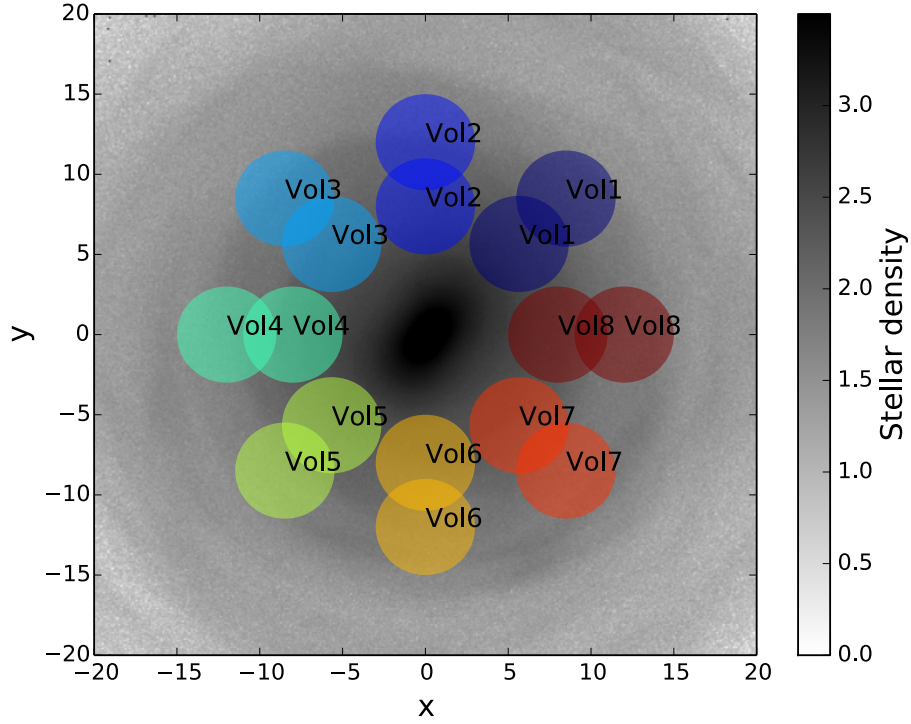


FIGURE 3.5 – Définition des "volumes solaires" choisis pour l'analyse présentée en Sect. 3.3. Chaque volume sphérique à un rayon de 3 kpc. Les volumes sont distribués de manière homogène en azimuth à 8 et 12 kpc du centre de la galaxie massive. Pour information, la densité stellaire de la galaxie, d'une de nos simulations, est montrée en arrière plan pour mieux visualiser la localisation des différents volumes.

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$f_{90}$	$f_{60}$
8.	1	0.09	0.14
8.	2	0.08	0.14
8.	3	0.07	0.10
8.	4	0.08	0.14
8.	5	0.06	0.09
8.	6	0.09	0.15
8.	7	0.07	0.12
8.	8	0.06	0.10
12.	1	0.09	0.14
12.	2	0.12	0.17
12.	3	0.10	0.13
12.	4	0.11	0.16
12.	5	0.06	0.10
12.	6	0.13	0.19
12.	7	0.07	0.12
12.	8	0.08	0.13

TABEAU 3.4 – Fractions  $f_{90}$  et  $f_{60}$  de la surface de l'espace  $E - L_z$  dominée par les étoiles accrétées en comparaison à la surface occupée par toute la distribution des étoiles du halo (voir, Sect. 3.3.1.3 pour leur définition), pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$ . Ces fractions sont données ici pour les différents "volumes solaires" montrés en Fig. 3.5.

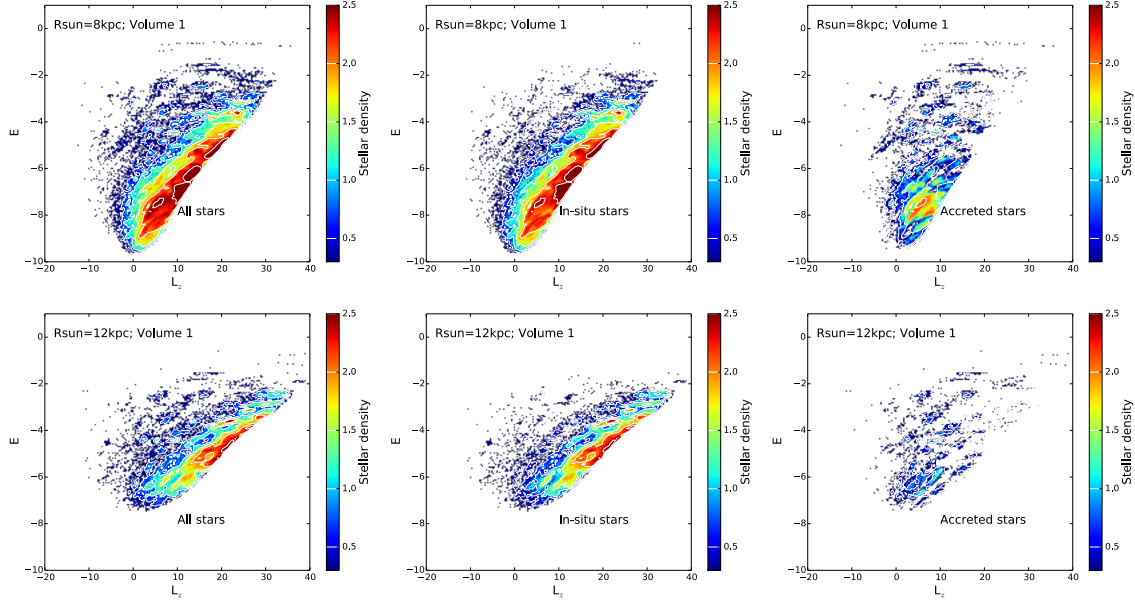


FIGURE 3.6 – Espace  $E - L_z$  pour deux "volumes solaires" distincts, l'un localisé à 8 kpc (ligne du haut) et l'autre à 12 kpc (ligne du bas) du centre galactique, dans la simulation  $1 \times (1 : 10)$ . *De la gauche vers la droite* : toutes les étoiles, les étoiles in-situ et les étoiles accrétées. Aucune sélection supplémentaire n'a été réalisée. Sur tous les panneaux, les couleurs informent de la densité stellaire en échelle logarithmique, comme indiqué par la barre de couleur.

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$f_{90}$	$f_{60}$
8.	1	0.25	0.45
8.	2	0.25	0.47
8.	3	0.24	0.47
8.	4	0.22	0.44
8.	5	0.22	0.43
8.	6	0.22	0.45
8.	7	0.24	0.47
8.	8	0.26	0.47
12.	1	0.30	0.46
12.	2	0.29	0.47
12.	3	0.30	0.50
12.	4	0.30	0.49
12.	5	0.30	0.47
12.	6	0.31	0.51
12.	7	0.29	0.49
12.	8	0.32	0.52

TABEAU 3.5 – Fractions  $f_{90}$  et  $f_{60}$  de la surface de l'espace  $E - L_z$  dominée par les étoiles accrétées en comparaison à la surface occupée par toute la distribution des étoiles du halo (voir, Sect. 3.3.1.3 pour leurs définitions), pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$ . Ces fractions sont données ici pour les différents "volumes solaires" montrés en Fig. 3.5

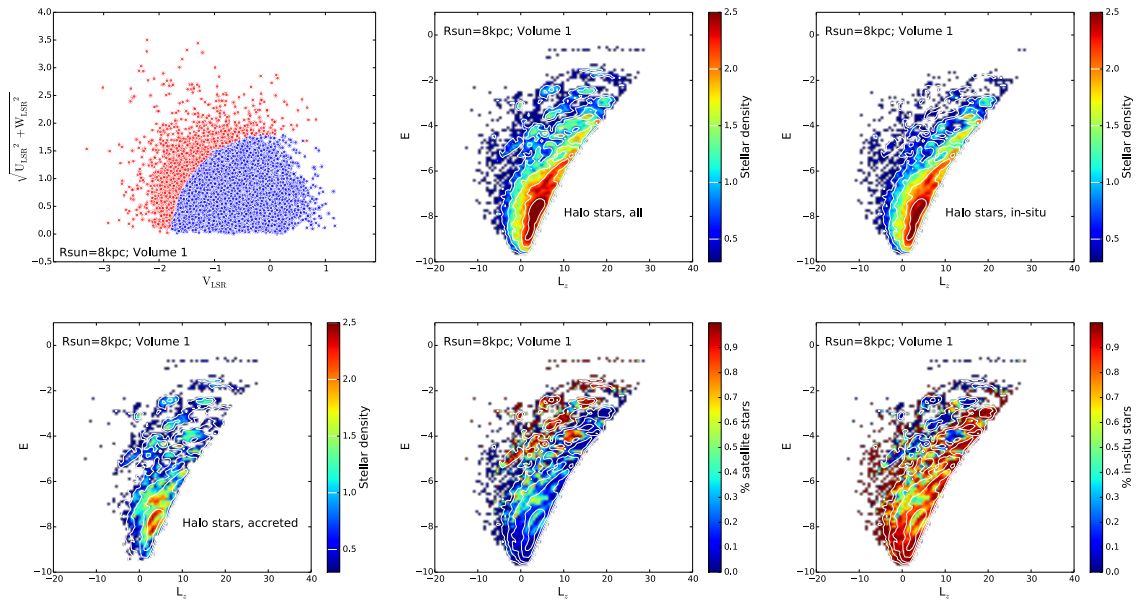


FIGURE 3.7 – Similaire à la Fig. 3.6 pour le volume à 8 kpc, comme indiqué sur la légende mais cette fois-ci, seul les étoiles du halo sont montrées, pour la fusion  $1 \times (1 : 10)$ . Les étoiles du halo sont sélectionnées sur la base du diagramme de Toomre (*panneau supérieur gauche*) tel que  $\sqrt{U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2} \geq 180 \text{ km/s}$ . Les ronds rouges montrent la distribution des étoiles (une sur cinquante) du halo dans ce volume tandis que les bleues identifient les étoiles du disque (épais et mince). Les figures suivantes montrent, *de gauche à droite et de haut en bas* : la distribution de toutes les étoiles du halo, des étoiles in-situ et des étoiles accrétées, dans ce volume. Les deux derniers panneaux (*en bas, milieu et droite*) indiquent, respectivement, la contribution de la fraction des étoiles du satellite par rapport à la distribution totale des étoiles (accrétées + in-situ) dans l'espace  $E - L_z$  et son complémentaire avec la contribution des étoiles in-situ. Les vitesses sont données en  $100 \text{ km/s}$ , les moments angulaires en  $100 \text{ kpc.km/s}$  et les énergies en  $10^4 \text{ (km/s)}^2$ .

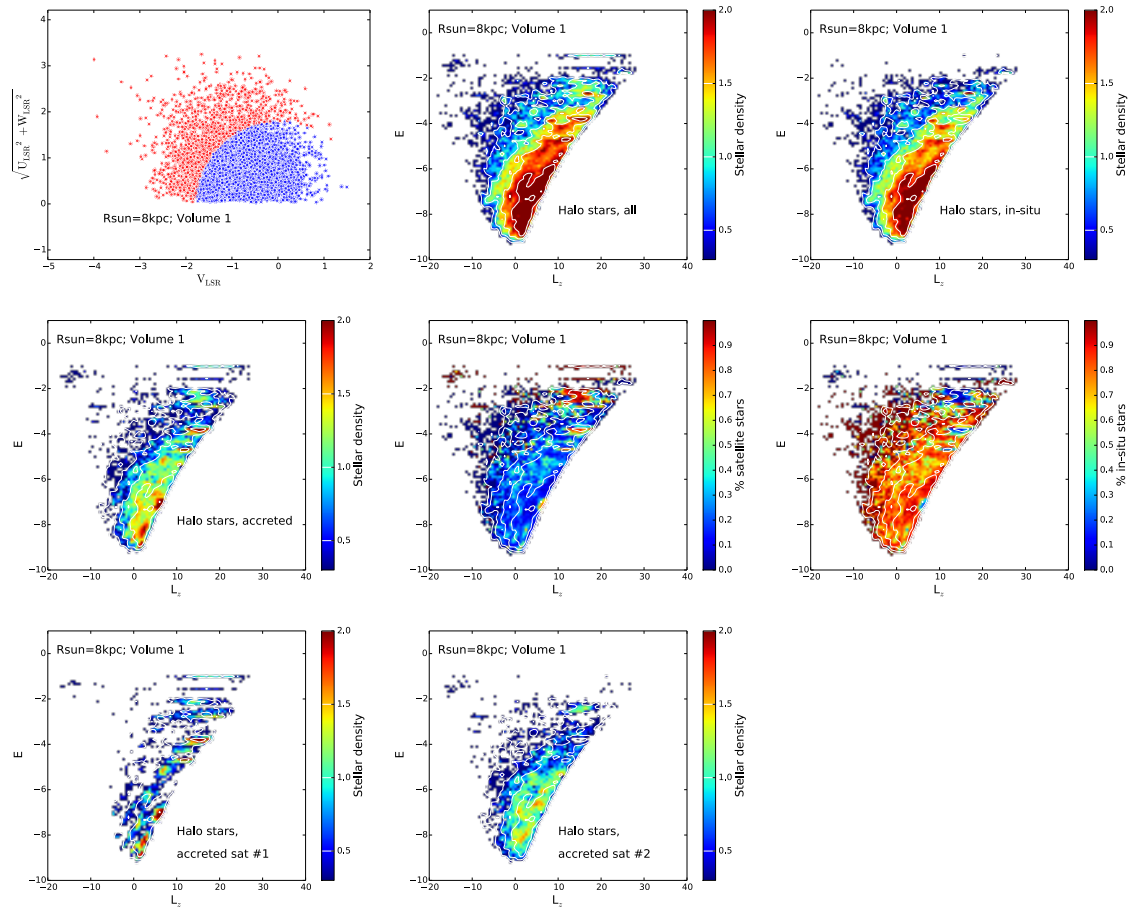


FIGURE 3.8 – Similaire à la Fig. 3.7 pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$ . La distribution dans l'espace  $E - L_z$  de chacun des deux satellites est montrée sur la ligne du bas.

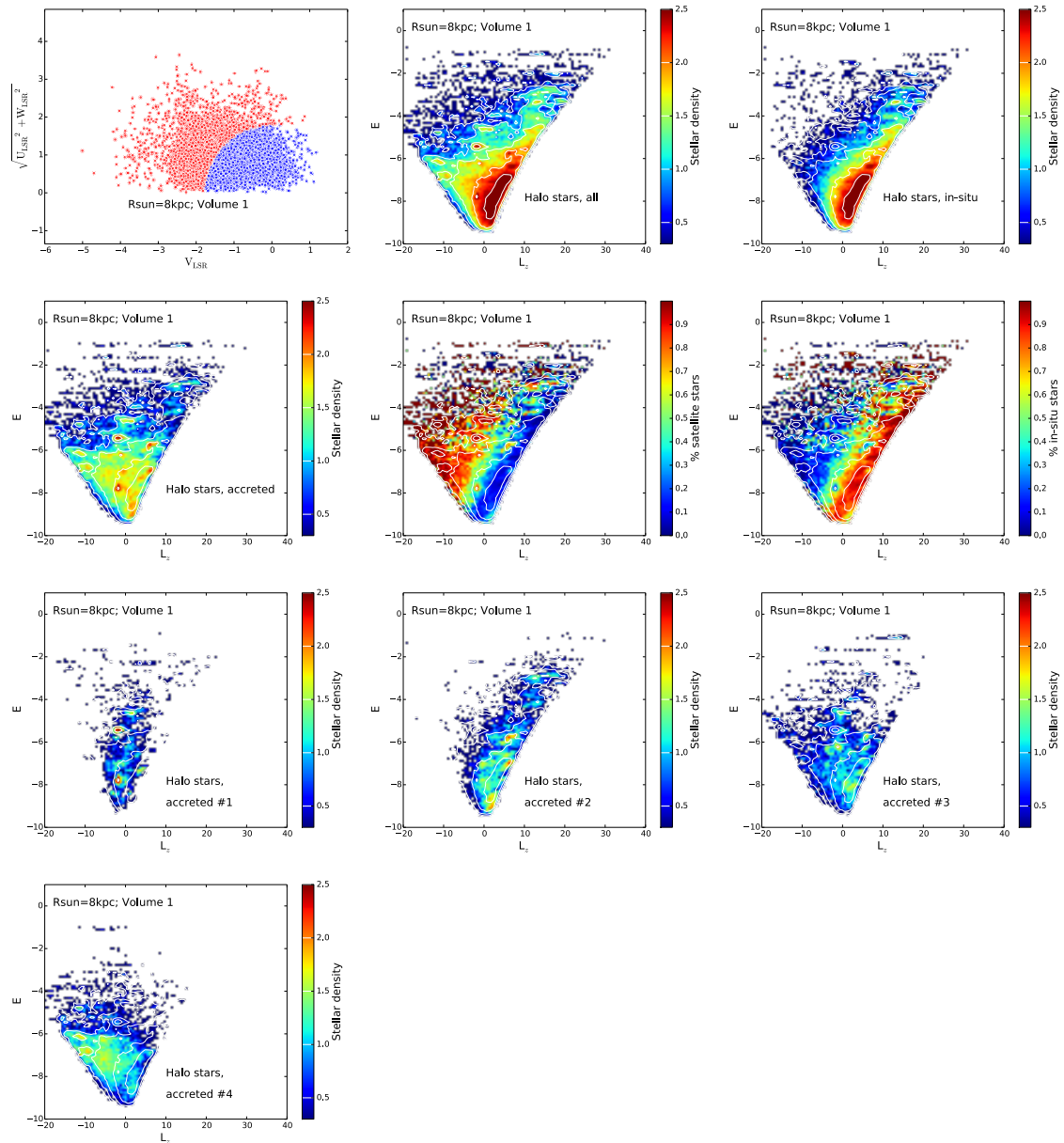


FIGURE 3.9 – Similaire à la Fig. 3.8 pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$ . La distribution dans l'espace  $E-L_z$  de chacun des quatre satellites est aussi montrée sur la troisième et quatrième ligne.



nition des volumes au "voisinage solaire" n'est pas évidente car il est possible de choisir de placer le volume local à une distance du centre de la galaxie massive comparable à la distance Soleil-centre Galactique (i.e 8-8.5 kpc) ou bien de définir la position du volume local selon la longueur de la barre stellaire ou de la position de ses résonnances. De plus, parce que les étoiles accrétées ne sont pas redistribuées de manière homogène en terme de configuration spatiale, la fraction des étoiles accrétées dans un "voisinage solaire" spécifique peut significativement varier, selon le choix du positionnement de ce volume.

Pour tenter de rendre notre analyse aussi générale que possible et pour qu'elle ne dépende pas d'un choix arbitraire de la position de notre "voisinage solaire", nous avons choisi d'identifier au sein de nos galaxies simulées, plusieurs "volumes solaires" représentés schématiquement sur la Fig. 3.5. Pour chaque simulation, nous avons défini seize volumes sphériques, tous d'un rayon de 3 kpc, centrés à une distance de 8 ou 12 kpc du centre de la galaxie massive et distribués de façon homogène en azimuth. Pour chacun de ces "volumes solaires", nous avons analysé la distribution des étoiles dans l'espace  $E - L_z$ , au temps final de la simulation ( $t = 5$  Gyr). Pour le cas d'une unique fusion  $1 \times (1 : 10)$ , la distribution correspondante pour deux de ces volumes, l'un placé à 8 kpc et l'autre à 12 kpc du centre de la galaxie massive, est montrée sur la Fig. 3.6. Malgré quelques différences dans les valeurs d'énergies et de moments angulaires atteintes par les distributions, les seize "volumes solaires" ont certains points en communs, détaillés ci-dessous :

1. dans une région large de 3 kpc autour du soleil, la distribution des étoiles dans l'espace  $E - L_z$  est riche en sous-structures.
2. ces sous-structures sont aussi bien présentes dans la population accrétée que dans la population in-situ.
3. un satellite unique donne naissance à une multitude de sous-structures de taille et de morphologie différentes.
4. la superposition entre la population in-situ et accrétée est si importante que la distinction de l'une ou l'autre population n'est ni claire, ni évidente sur la base de l'espace  $E - L_z$  uniquement.
5. dans aucun de ces "volumes solaires", la présence de sous-structures ne peut-être interprétée facilement et sans ambiguïté comme la preuve que les étoiles qui les composent ont une origine extragalactique. En effet, plusieurs clumps d'étoiles, notamment certains d'entre eux à  $L_z$  faible ou négatif et énergie élevée, sont constitués d'étoiles in-situ originaires initialement du disque galactique qui a ensuite été chauffé par l'interaction.

L'analyse présentée en Fig. 3.6 à été faite en considérant toutes les étoiles (aussi bien celles du disque que celles du halo) localisées dans un "voisinage solaire" donné. Il est possible de penser que le problème de la contamination par la population stellaire in-situ puisse se résoudre en sélectionnant uniquement les étoiles du halo par une sélection sur la cinématique. C'est en fait une stratégie courante qui repose sur l'idée que les débris des événements d'accrétion sont trouvés préférentiellement parmi la population la plus vieille de notre Galaxie, le halo stellaire. C'est pourquoi nous avons répété l'analyse présentée sur la Fig. 3.6, mais en l'appliquant uniquement aux étoiles du halo définies cinématiquement. Ainsi, pour chaque volume au "voisinage solaire", nous avons sélectionné les étoiles telles que leurs vitesses ( $U_{LSR}, V_{LSR}, W_{LSR}$ ) dans le référentiel<sup>3</sup> du *Local Stan-*

3. Ici, les vitesses  $U_{LSR}, V_{LSR}$  et  $W_{LSR}$  définissent, respectivement, la vitesse radiale, tangentielle et verticale dans le référentiel dont l'origine est la position,  $R_*$  de la particule stellaire et dont la rotation, autour du centre de la galaxie massive, s'effectue à une vitesse circulaire constante,  $V_{sun}$ , égale à la valeur de la courbe de rotation à  $R = R_{sun}$  d'une galaxie simulée, soit  $V_{sun} = V_c(R = R_{sun})$

*dard of Rest* (i.e LSR) remplissent la condition  $\sqrt{U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2} \geq 180 \text{ km/s}$ <sup>4</sup>. Cette sélection est montrée sur le panneau du haut à gauche de la Fig. 3.7, pour le même volume considéré que sur la ligne du haut de la Fig. 3.6. Bien que notre analyse est restreinte aux étoiles du halo identifiées par la cinématique, les deux problèmes principaux qui affectent la Fig. 3.6, ne sont pas atténués ici :

1. la contamination par les étoiles in-situ est toujours importante.
2. la redistribution des étoiles sous la forme de clumps dans l'espace  $E - L_z$  ne caractérise pas uniquement une population accrétée puisque cela est également visible dans la distribution de la population in-situ.

En résumé, les étoiles accrétées du halo dominant uniquement une région marginale de l'espace  $E - L_z$  (voir le panneau du milieu en bas de la Fig. 3.7). La plupart des régions de cet espace sont, en fait, dominées par les étoiles in-situ du halo (voir panneau en bas à droite de la Fig. 3.7). Pour mieux quantifier la contribution des étoiles accrétées, nous avons évalué la surface qu'elles occupent dans l'espace  $E - L_z$  : nous avons sélectionnées les régions (ou bins) contenant au moins 90% d'étoiles d'origine extragalactique (observez, par exemple, les régions rouges sombres sur le panneau du milieu en bas de la Fig. 3.7) et nous avons divisé cette surface (ou nombre de bins) par la surface totale (nombre total de bins avec au moins une étoile) occupée par toutes les étoiles du halo, quelque soit leurs origines.

Nous faisons référence à cette fraction par  $f_{90}$ . Pour le "voisinage solaire" montré en Fig. 3.7,  $f_{90} = 0.16$ , les étoiles accrétées dominant seulement une région marginale de toute la distribution. De la même manière, nous évaluons la valeur de  $f_{60}$  qui correspond à la contribution de 60% des étoiles accrétées par rapport à la totalité des étoiles du halo distribuées dans l'espace  $E - L_z$ . Pour le même volume examiné en Fig. 3.7,  $f_{60} = 0.25$ . Ainsi, pour ce "voisinage solaire" et cette simulation ( $1 \times (1 : 10)$ ) précisément, les étoiles accrétées ne dominant, au mieux, que 25% des régions de l'espace  $E - L_z$ . Par conséquent, la probabilité qu'une région de l'espace  $E - L_z$  soit constituée principalement d'étoiles in-situ est très élevée, soit environ 75%. Toujours pour la simulation  $1 \times (1 : 10)$ , nous avons répété l'expérience sur l'ensemble des volumes définis en Fig. 3.5 et reporté les valeurs qui correspondent à  $f_{90}$  et  $f_{60}$  dans la Table 3.3. En moyenne, pour les "volumes solaires" localisés à 8 kpc,  $f_{90} = 0.16$  et  $f_{60} = 0.26$  tandis que pour ceux localisés à 12 kpc, la fraction de l'espace  $E - L_z$  dominée par les étoiles accrétées est légèrement plus élevée ( $f_{90} = 0.21$  et  $f_{60} = 0.34$ ) principalement en raison d'une décroissance de la densité d'étoiles in-situ avec la distance au centre galactique.

Toute l'analyse présentée dans la première partie de cette section concerne le cas d'une accrétion ( $1 : 10$ ). Cependant, il est également important de comprendre comment les résultats sont sensibles à l'histoire d'accrétion de la galaxie et en particulier au nombre de satellite accrétés. Pour cela, nous examinons les simulations de  $2 \times (1 : 10)$  et  $4 \times (1 : 10)$  accrétions. Il est évident qu'avec uniquement ces deux simulations, nous n'explorons pas tous les champs du possible mais nous pouvons en extraire certaines informations essentielles. Les Fig. 3.8 et 3.9 montrent respectivement la distribution dans l'espace  $E - L_z$  de toutes les étoiles du halo dans un "voisinage solaire", celle des étoiles in-situ et accrétées

4. La coupure à  $180 \text{ km/s}$  est utilisée couramment pour sélectionner les étoiles du halo dans les échantillons au voisinage du solaire (voir, par exemple, [Nissen and Schuster \[2010\]](#)). De plus, nos galaxies simulées atteignent des valeurs sur la courbe de rotation similaires à celles estimées dans la Galaxie au rayon solaire (i.e entre 200 et 250 km/s). Nous sommes donc confiant quant à l'application de cette même sélection sur les données de notre modèle.

(en séparant également la contribution des différents satellites) ainsi que leur contribution relative à la distribution totale. Comme auparavant, les étoiles du halo sont sélectionnées telles qu'elles satisfont la condition cinématique  $\sqrt{U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2} \geq 180 \text{ km/s}$ . De cette analyse, nous retenons les points suivants :

1. Dans tous les cas, ni la distribution totale des étoiles du halo, ni celles des étoiles accrétées, ni celles des étoiles in-situ est homogène dans l'espace  $E - L_z$ .
2. Plus le nombre d'évènements d'accrétion est élevé, et donc la masse stellaire accrétée, plus large est la distribution des étoiles in-situ dans l'espace  $E - L_z$ .
3. Chaque satellite se redistribue sur une large surface de l'espace  $E - L_z$  au voisinage solaire en donnant naissance à plusieurs sous-structures.
4. Les étoiles qui appartiennent initialement à différents satellites – même celles avec des orbites initiales significativement différentes, comme dans le cas de la fusion  $4 \times (1 : 10)$  – peuvent se superposer considérablement dans l'espace  $E - L_z$ , au point qu'il est difficile de remonter à la distribution globale des étoiles accrétées.

En conséquence,

- en raison du point 1, les sous-structures dans cet espace ne peuvent être interprétées comme une indication d'une origine extragalactique pour les étoiles qui les constituent
- en raison du point 2, il n'est pas possible de définir *à priori* quelle devrait être l'étendue du halo stellaire in-situ dans l'espace  $E - L_z$  : selon l'histoire d'accrétion de la galaxie, les étoiles in-situ chauffées par l'interaction peuvent occuper une surface variable dans l'espace  $E - L_z$ . N'importe quelle sélection sur la valeur de  $E$  et de  $L_z$  - comme ce qui a été suggéré par [Ruchti et al. \[2014\]](#) ; [Ruchti et al. \[2015\]](#) est arbitraire. De plus, comme nous le verrons plus en détail dans la Sect. 3.4, dans notre modélisation la population stellaire du halo in-situ est seulement constituée d'étoiles du disque chauffées cinématiquement par interaction. Dit autrement, dans notre modélisation, il n'y a pas initialement de la population stellaire in-situ du halo. Si cette population était prise en compte, la distribution de la population in-situ dans l'espace  $E - L_z$  pourrait devenir encore plus étendue, dépendant - parmi d'autres facteurs - du niveau de rotation intrinsèque qu'aurait cette population de halo initiale. La modélisation de cette population initiale dépasse le cadre de ce chapitre. Cependant, il est bon de mentionner que dans toute notre analyse, nous sous-estimons probablement le rôle de la population du halo in-situ.
- en raison du point 3, à partir du nombre de sous-structures trouvées dans cet espace, nous ne pouvons pas remonter au nombre d'évènements d'accrétion qu'aurait expérimenté la galaxie.
- en raison du point 4, il n'est pas possible de séparer les différents satellites progéniteurs dans cet espace.

Finalement, nous pouvons répéter notre analyse faite pour la fusion  $1 \times (1 : 10)$  et nous demander quelle fraction de l'espace  $E - L_z$  est dominée par les étoiles accrétées dans le cas de la fusion  $2 \times (1 : 10)$  et  $4 \times (1 : 10)$ . Les résultats de cette analyse sont reportées dans la table 3.4 et 3.5, respectivement. C'est seulement pour la fusion  $4 \times (1 : 10)$  que la fraction de l'espace  $E - L_z$  est la plus significative, avec  $f_{60} \sim 0.5$  et  $f_{90} \sim 0.3$  en moyenne. Ces fractions élevées sont pour la plupart dues à la présence d'une fraction significative d'étoiles accrétées en orbites rétrogrades - dues à l'accrétion du satellite #4 et partiellement aussi

au satellite #3 (voir aussi la Fig. 3.8). Même dans ce cas, cependant, le rôle de la population in-situ est toujours importante, la moitié de l'espace  $E - L_z$  étant toujours dominé par les étoiles in-situ.

### 3.3.2 Dans l'espace $L_{\perp} - L_z$

À la différence de l'énergie, la détermination des composantes du moment angulaire ne nécessite pas de connaître le potentiel Galactique. De plus,  $L_z$  est conservé dans un potentiel axisymétrique et  $L_{\perp}$ , même s'il n'est pas strictement conservé, ne varie que de façon marginale (voir Sect 2, Chapitre 3 dans [Binney and Tremaine \[1987\]](#)). C'est la raison pour laquelle l'espace  $L_{\perp} - L_z$  a été utilisé à de nombreuses reprises comme un espace naturel pour rechercher la présence de courants stellaires, depuis le travail initial d'[Helmi et al. \[1999\]](#). En étudiant un échantillon d'environ une centaine de géantes rouges pauvres en métaux et d'étoiles RR Lyrae à moins de 1 kpc du soleil, ils ont remarqué que, bien qu'aux valeurs de  $L_{\perp} \leq 1000$  kpc km/s et  $|L_z| \leq 1000$  kpc km/s la distribution paraisse assez symétrique, avec des étoiles à toutes valeurs de  $L_z$ , pour des valeurs de  $L_{\perp}$  plus élevées, la distribution paraît asymétrique par rapport à  $L_z$ , avec un excès d'étoiles en orbites progrades (i.e dans le sens de la rotation Galactique) qui produisent une surdensité. Selon leurs travaux, de fait, pour de telles valeurs de  $L_{\perp}$ , très peu d'étoiles apparaissent en orbite rétrograde ( $L_z < 0$ ) et il y a un manque d'étoiles en orbite polaire ( $L_z = 0$ ). En comparant la distribution observée des étoiles dans l'espace  $L_{\perp} - L_z$  avec celle de simulations Monte Carlo d'un halo stellaire homogène et sans rotation, la surdensité trouvée à  $(L_z, L_{\perp}) \simeq (1000, 2000)$  kpc km/s a été montrée comme significative et interprétée comme l'évidence d'un courant accrété, connu sous le nom de "courant de Helmi" après sa découverte. D'autres études ont par la suite confirmé la présence d'une surdensité dans l'espace  $L_{\perp} - L_z$ , et sa nature extragalactique ([Chiba and Beers \[2000\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2005\]](#); [Dettbarn et al. \[2007\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#); [Klement et al. \[2009\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)), concluant que 5% du halo stellaire local devrait être composé d'étoiles appartenant à ce courant. En dehors du courant de Helmi, d'autres courants possibles ont été détectés en utilisant l'espace  $L_{\perp} - L_z$  (voir, par exemple [Kepley et al. \[2007\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). Un point qui est particulièrement important dans la recherche de courants et de sous-structures dans l'espace  $L_{\perp} - L_z$  est la comparaison qui est souvent faite avec ce qui est supposé être la distribution du halo stellaire in-situ dans cet espace (voir, par exemple [Helmi et al. \[1999\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#)) : le halo stellaire in-situ est supposé avoir une distribution lisse dans l'espace  $L_{\perp} - L_z$  et n'avoir pas de rotation. C'est une hypothèse cruciale, qui peut affecter significativement toute détection.

Nous nous concentrons ainsi dans l'analyse qui suit sur la distribution des étoiles in-situ du halo dans cet espace pour comprendre et quantifier la superposition avec les étoiles accrétées. Une fois encore, nous rappelons au lecteur que le halo stellaire, dans nos simulations, est entièrement constitué d'étoiles du disque chauffées cinématiquement par interaction. Aucune modélisation d'un halo stellaire pré-existant à l'événement d'accrétion n'est incluse.

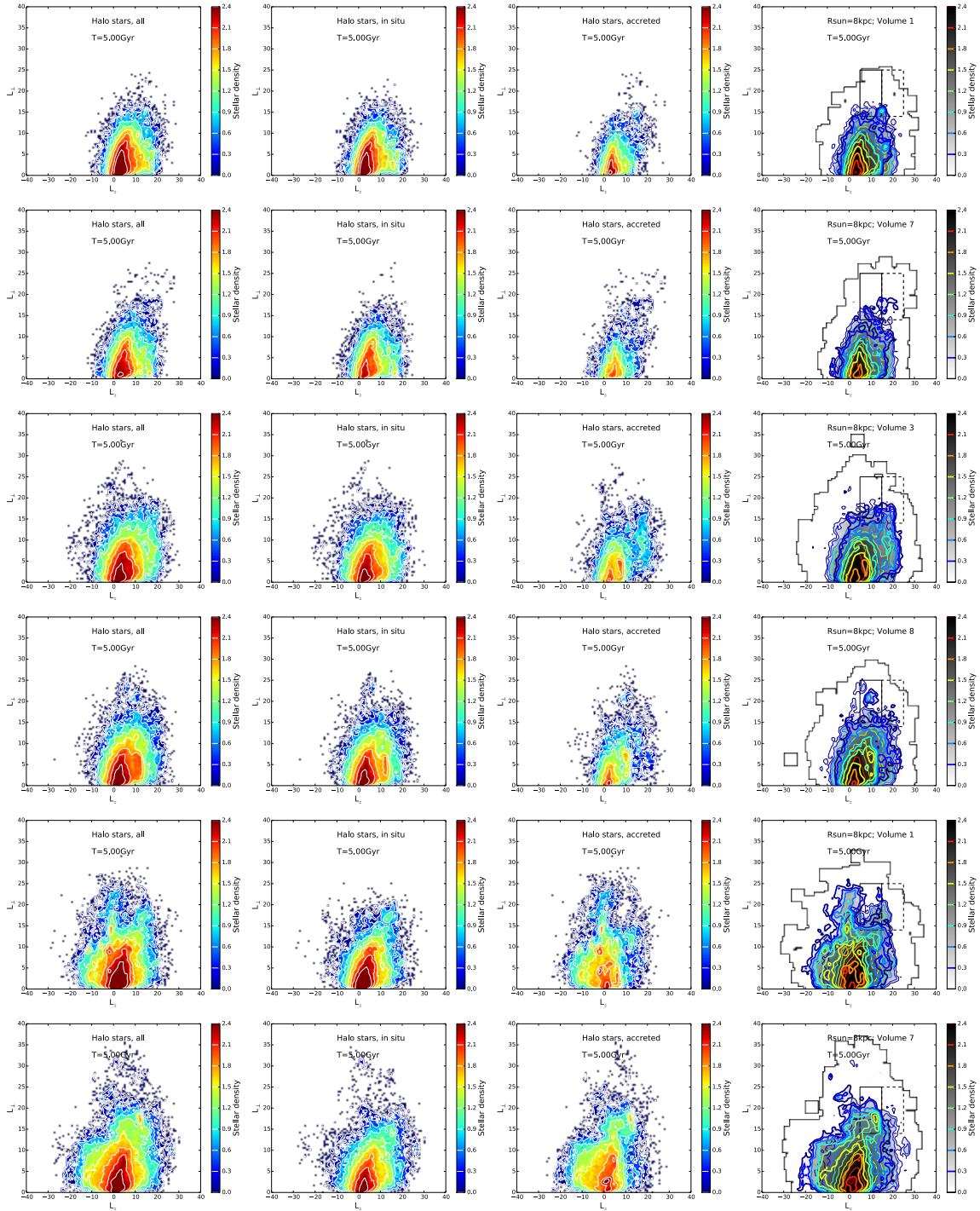


FIGURE 3.10 – La distribution dans l'espace  $L_z - L_{\perp}$  des étoiles dans quelques "volumes solaires", pour la simulation  $1 \times (1 : 10)$  (première et seconde ligne), pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$  (troisième et quatrième ligne) et pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$  (les deux dernières lignes). De la gauche vers la droite : distribution, dans les volumes sélectionnés, de toutes les étoiles, des étoiles in-situ et des étoiles accrétées, respectivement. La colonne la plus à droite : uniquement la distribution des étoiles accrétées est montrée (échelle grisée) avec les contours qui représentent respectivement la population accrétée (ligne épaisse) et la population in-situ (ligne fine). Les surfaces des deux rectangles correspondent à la région de Helmi et à la région dite "prograde extrême" (voir le texte pour les détails).

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$N_{\text{star,Reg1}}$	$f_{\text{sat,Reg1}}$	$N_{\text{star,Reg2}}$	$f_{\text{sat,Reg2}}$
8.	1	343	0.41	115	0.67
8.	2	264	0.28	127	0.75
8.	3	283	0.44	88	0.78
8.	4	241	0.34	50	0.34
8.	5	275	0.18	65	0.52
8.	6	277	0.35	153	0.78
8.	7	354	0.48	152	0.76
8.	8	284	0.43	137	0.80
12.	1	167	0.51	125	0.73
12.	2	140	0.29	137	0.67
12.	3	169	0.55	84	0.62
12.	4	150	0.33	53	0.30
12.	5	131	0.29	43	0.35
12.	6	177	0.42	286	0.89
12.	7	229	0.56	110	0.63
12.	8	163	0.39	71	0.55

TABLEAU 3.6 – Contribution de la fraction des étoiles accrétées dans la "région de Helmi" et dans la région "prograde extrême" pour la simulation  $1 \times (1 : 10)$ . Pour chaque "volume solaire", le nombre total de particules stellaires dans la "région de Helmi" ( $N_{\text{star,Reg1}}$ ) et dans la région "prograde extrême" ( $N_{\text{star,Reg2}}$ ) est montré, ainsi que les fractions respectives pour les étoiles du satellite ( $f_{\text{sat,Reg1}}$  et  $f_{\text{sat,Reg2}}$ ). Voir la Sect. 3.3.3 pour les détails.

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$N_{\text{star,Reg1}}$	$f_{\text{sat,Reg1}}$	$N_{\text{star,Reg2}}$	$f_{\text{sat,Reg2}}$
8.	1	1018	0.49	418	0.68
8.	2	785	0.37	424	0.72
8.	3	744	0.28	474	0.60
8.	4	1114	0.27	486	0.37
8.	5	1124	0.31	440	0.44
8.	6	1105	0.47	369	0.47
8.	7	769	0.34	234	0.29
8.	8	859	0.39	282	0.42
12.	1	696	0.38	234	0.40
12.	2	439	0.34	394	0.72
12.	3	521	0.33	355	0.55
12.	4	789	0.35	53	0.30
12.	5	785	0.40	353	0.33
12.	6	671	0.47	415	0.33
12.	7	436	0.36	216	0.26
12.	8	478	0.33	288	0.48

TABLEAU 3.7 – Similaire à la Table 3.6 mais pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$

$R_{\text{sun}}$	Volume #	$N_{\text{star,Reg1}}$	$f_{\text{sat,Reg1}}$	$N_{\text{star,Reg2}}$	$f_{\text{sat,Reg2}}$
8.	1	1303	0.25	385	0.20
8.	2	1593	0.42	616	0.13
8.	3	2530	0.68	277	0.17
8.	4	2465	0.49	661	0.37
8.	5	2778	0.29	1146	0.22
8.	6	3856	0.69	950	0.20
8.	7	3377	0.76	543	0.20
8.	8	1007	0.47	311	0.24
12.	1	601	0.23	197	0.28
12.	2	1232	0.53	292	0.15
12.	3	1310	0.62	158	0.23
12.	4	1730	0.57	427	0.26
12.	5	1705	0.19	902	0.12
12.	6	1848	0.61	543	0.19
12.	7	1925	0.74	352	0.32
12.	8	519	0.49	239	0.32

TABLEAU 3.8 – Similaire à la Table 3.6 mais pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$

### 3.3.3 À la recherche de courant stellaire au "voisinage du soleil" : les étoiles accrétées et in situ et leur superposition

Sur la Fig. 3.10, nous montrons la distribution du halo stellaire pour quelques voisinages solaires de la Fig. 3.5 et pour le cas de l'accrétion  $1 \times (1 : 10)$ ,  $2 \times (1 : 10)$ ,  $4 \times (1 : 10)$ , respectivement. Les étoiles du halo ont été sélectionnées cinématiquement, en utilisant le même critère déjà adopté en Sect 3.3.1.3 et dans les Fig. 3.7,3.8 et 3.9 : parmi toutes les étoiles dans le volume choisi, les étoiles du halo sont celles qui satisfont la condition  $\sqrt{U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2} \geq 180 \text{ km/s}$ .

Les points principaux que nous voulons faire dans cette analyse sont les suivants :

1. Le halo stellaire occupe une large portion de l'espace  $L_{\perp} - L_z$ , dont l'extension dépend du nombre d'événements d'accrétion qu'a expérimenté la galaxie ainsi que les caractéristiques orbitales des satellites accrétés (orbites progrades ou rétrogrades). Dans nos modèles, c'est dans le cas de l'accrétion  $4 \times (1 : 10)$  que le halo stellaire se redistribue sur la surface la plus large de l'espace  $L_{\perp} - L_z$ .
2. En général, la distribution est asymétrique par rapport à l'axe  $L_z = 0$ , vers les valeurs de  $L_z$  positifs (i.e mouvement prograde). L'importance de cette asymétrie dépend de la masse accrétée, plus le nombre d'événements d'accrétion est élevé, plus la distribution devient symétrique - et du nombre de satellites en orbites rétrogrades. La cause de cette asymétrie ne peut être attribuée seulement à la présence d'étoiles accrétées. En fait, comme la Fig. 3.10 le montre, les étoiles in-situ du halo aussi montrent une distribution asymétrique, biaisée vers les valeurs de  $L_z$  positives. De la même façon, la force de cette asymétrie dépend du nombre d'événements d'accrétion et de leurs caractéristiques orbitales - de même que pour les étoiles in-situ, la distribution tend à devenir plus symétrique par rapport à  $L_z = 0$  dans le cas de l'interaction  $4 \times (1 : 10)$  - mais dans tous les cas, à  $L_z$  élevés, la distribution du halo in-situ favorise les orbites les plus progrades et les plus inclinées.

Même si les accrétions sont la cause d'une importante redistribution du moment angulaire initial de la galaxie et en particulier de sa composante  $z$ , au point que les étoiles in-situ finissent sur des orbites rétrogrades, l'ensemble des étoiles in-situ du halo garde une partie de leur rotation initiale, formant un halo stellaire en rotation lente. Cette découverte est fondamentale : elle implique que l'observation d'une distribution asymétrique dans l'espace  $L_{\perp} - L_z$  biaisée vers les orbites progrades et inclinées n'est pas en elle-même une indication que la région de l'espace est dominée par des étoiles accrétées. En fait, n'importe quel événement d'accrétion génère une population de halo in-situ (constitué d'étoiles de disque chauffées par l'interaction), dont la distribution, à  $L_{\perp}$  élevé, favorise des valeurs importantes de  $L_z$ .

3. Globalement, la superposition entre la population in-situ et accrétée dans l'espace  $L_z - L_{\perp}$  est considérable partout. Il n'y a aucune région spécifique où la contribution des étoiles accrétées apparaît dominante. Pour les valeurs de  $(L_z - L_{\perp})$  autour de  $(0, 0)$ , la population in-situ domine, tandis que vers la périphérie de la distribution, les deux populations montrent des densités stellaires comparables. Ceci est visible, par exemple, dans le panneau le plus à droite de la Fig. 3.10 où les contours de densité des populations accrétées et in-situ sont reportées : ils montrent sur tout l'espace une similitude frappante, suggérant que même à la périphérie de la distribution (pour de grandes valeurs de  $L_z$  et  $L_{\perp}$  par exemple), la probabilité de trouver des étoiles in-situ est élevée. Pour mieux quantifier ce point, pour chaque volume au voisinage solaire, nous avons sélectionné deux régions de l'espace  $L_{\perp} - L_z$  : l'une correspondant à la région où le courant d'Helmi a été trouvé (i.e  $500 < L_z < 1500$  et  $1500 < L_{\perp} < 2500$ , ci-après appelée la région de Helmi, voir [Kepley et al. \[2007\]](#)) et l'autre caractérisée par des valeurs de  $L_{\perp}$  similaires mais avec des valeurs de  $L_z$  plus extrêmes ( $500 < L_z < 1500$ , ci-après appelée la région "prograde extrême"). Pour chacune des deux régions, pour chaque volume au voisinage solaire et pour l'ensemble des trois simulations, nous avons évalué le nombre d'étoiles des satellites et comparé au nombre total d'étoiles trouvées dans cette même région. Ces valeurs sont reportées dans les tables 3.6, 3.7 and 3.8 pour les simulations  $1 \times (1 : 10)$ ,  $2 \times (1 : 10)$  et  $4 \times (1 : 10)$  respectivement. Tandis que la fraction des étoiles du satellite dépend du volume considéré, nous trouvons qu'en moyenne, il n'y a pas de dépendance évidente entre cette valeur et le nombre de satellites accrétés et le plus important étant que dans tous les cas *une fraction significative d'étoiles in-situ est présente dans les régions sélectionnées*, même lorsque la galaxie type Voie Lactée expérimente de multiples événements d'accrétion. En moyennant sur tous les volumes, la fraction d'étoiles accrétées dans la région d'Helmi est de 0.39 dans le cas de la simulation  $1 \times (1 : 10)$ , de 0.37 pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$  et 0.5 pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$ . Pour la région "prograde extrême", ces fractions sont respectivement 0.63, 0.46 et 0.22.
4. Finalement, quelques mots sur la régularité/homogénéité de l'espace  $L_z - L_{\perp}$ . L'ensemble de la distribution n'apparaît pas homogène, confirmant ainsi les découvertes observationnelles (voir, par exemple, [Helmi et al. \[1999\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). La présence de sous-structures est visible parmi les étoiles accrétées du halo, en accord avec les modèles précédents ([Helmi et al. \[1999\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). Mais de manière plus importante, un résultat qui à notre connaissance n'a jamais été rapporté avant, la population in-situ du halo n'est pas redistribuée de manière homogène dans l'espace  $L_z - L_{\perp}$ . Quelques exemples de cette irrégularité dans la distribution du halo in-situ peuvent être appréciée sur la Fig. 3.10. Des surdensités d'étoiles in-situ apparaissent, non



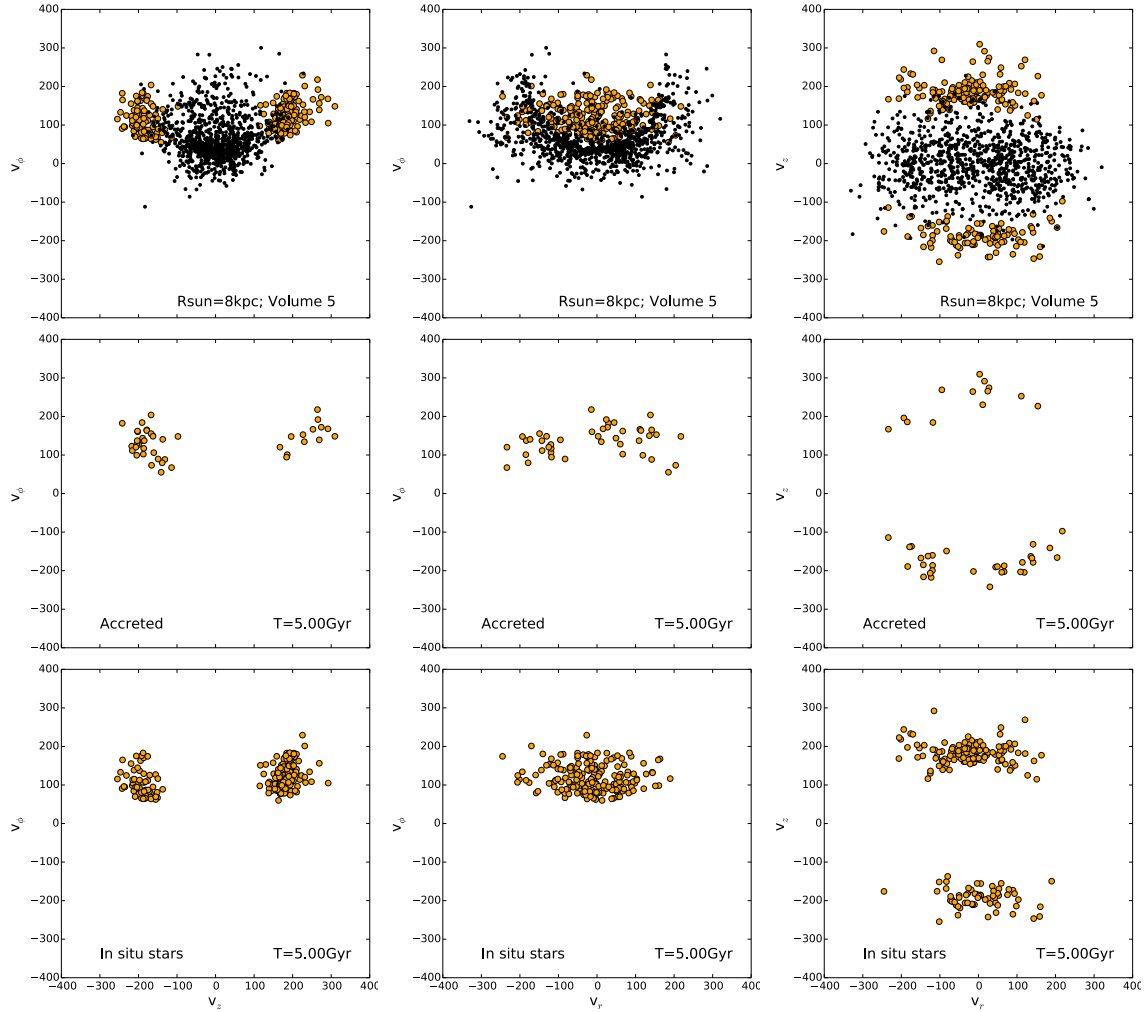


FIGURE 3.11 – Simulation  $1 \times (1:10)$  : Vitesses des étoiles appartenant à un des “voisinages solaires” étudiés dans cet article. *De gauche à droite* : Projection des vitesses dans les plans  $v_z - v_\phi$ ,  $v_r - v_\phi$  et  $v_r - v_z$ . *De haut en bas* : Toutes les étoiles, les étoiles in-situ et les étoiles accrétées dans le volume sélectionné. Dans tous les panneaux, les points noirs représentent les vitesses de toutes les étoiles dans le volume (seulement 1 particule sur 100 est montrée). Les points oranges indiquent les étoiles qui appartient à la région de Helmi. Les vitesses sont en unités de km/s.

seulement à de faibles valeurs de  $L_\perp$ , i.e pour de faibles inclinaisons orbitales, mais également à des valeurs aussi élevées que  $L_\perp \sim 20$ . Ceci suggère que l’interprétation de l’origine des sous-structures et des clumps dans l’espace  $L_z - L_\perp$  doit être faite avec d’extrêmes précautions : *la présence de groupes denses ou de groupes isolés d’étoiles ou la présence de groupes d’étoiles avec une orbite fortement prograde ou rétrograde dans certaines régions de cet espace, n’est pas en lui-même une preuve d’une origine extragalactique de ces étoiles.*

### 3.3.4 Quelques mots à propos des étoiles in-situ et accrétées dans l’espace des vitesses

Avant de discuter de la signature des événements d’accrétion dans l’espace APL, il est utile de commenter la distribution des étoiles in-situ et accrétées dans l’espace des vitesses.

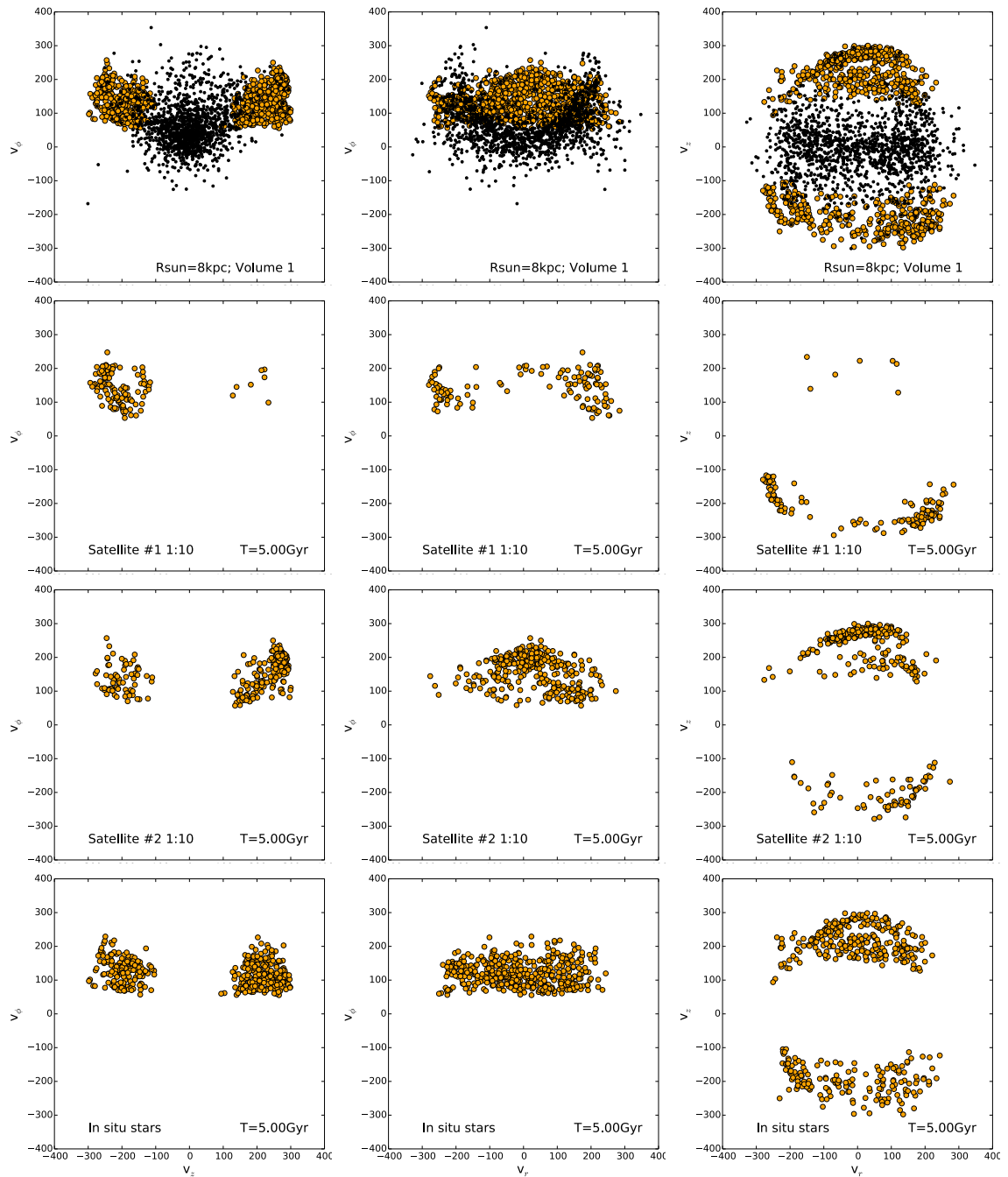


FIGURE 3.12 – Même chose que la Fig. 3.11, mais pour une fusion  $2 \times (1 : 10)$ . Les vitesses des étoiles accrétées sont aussi montrées pour chacun des deux satellites, séparément (deuxième et troisième ligne).

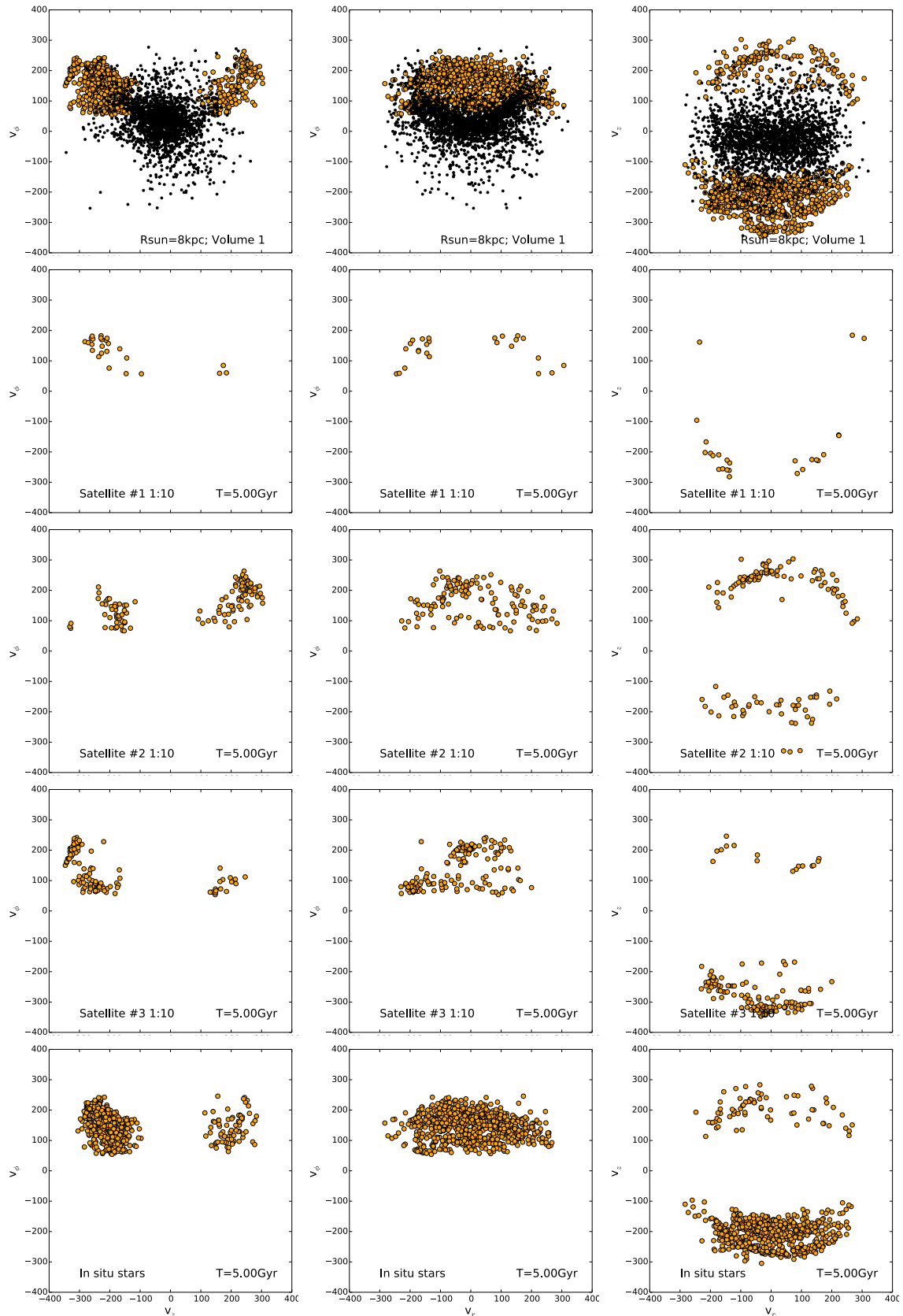


FIGURE 3.13 – Même chose que la Fig. 3.11, mais pour une fusion  $4 \times (1 : 10)$ . Les vitesses des étoiles accrétées sont aussi montrées pour chacun des deux satellites, séparément (deuxième, troisième et quatrième ligne). A noter que le satellite quatre ne contribue pas au “voisinage solaire” montré sur cette figure.

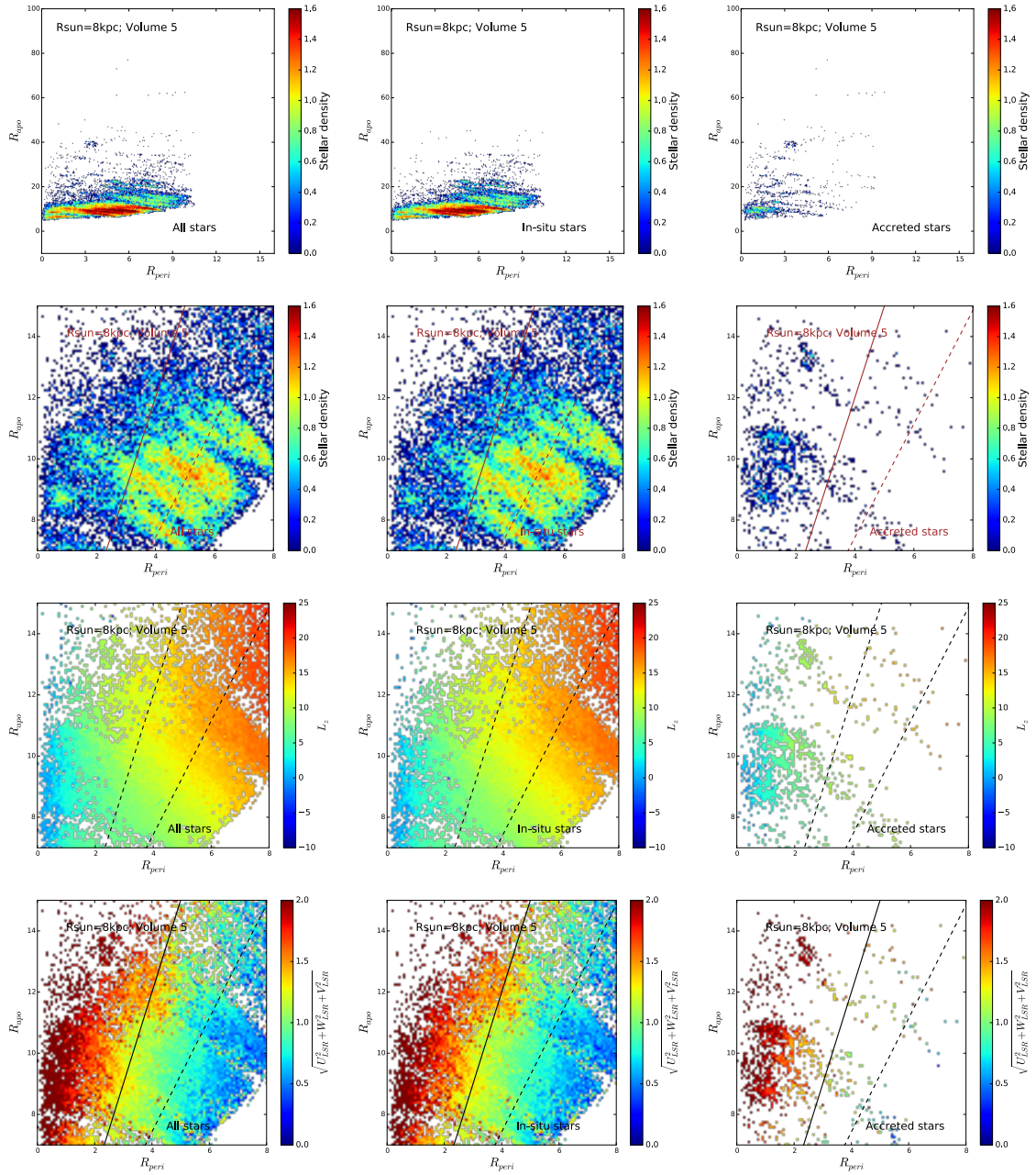


FIGURE 3.14 – Espace  $R_{apo} - R_{peri}$  pour la simulation  $1 \times (1 : 10)$  et pour un des “voisines solaires” étudiés dans cet article. *De gauche à droite* : Toutes les étoiles, les étoiles in-situ et les étoiles accrétées du volume considéré. *Première ligne* : L’ensemble de l’espace  $R_{apo} - R_{peri}$  est montré, la couleur code la densité stellaire en échelle logarithmique, comme indiqué sur la barre de couleur. *Deuxième ligne* : zoom sur une région avec  $0 \leq R_{peri} \leq 8$  kpc et  $0 \leq R_{apo} \leq 15$  kpc. Les lignes continues et en pointillé montrent, respectivement, les lignes d’excentricité constante  $e = 0.5$  et  $e = 0.3$ , correspondant aux régions des courants d’étoiles accrétées trouvées dans les données observationnelles du voisinage solaire d’après Helmi et al. 2006. La couleur code la densité stellaire. *Troisième ligne* : Identique à la deuxième ligne, mais cette fois la couleur code  $L_z$ , la composante en  $z$  du moment angulaire. *Quatrième ligne* : Identique à la deuxième ligne, mais cette fois la couleur code la vitesse totale des étoiles, dans le LSR. .

La vitesse des étoiles appartenant au "courant de Helmi" à été analysée dans [Helmi et al. \[1999\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#) (voir également [Klement et al. \[2008\]](#); [Helmi \[2008\]](#); [Smith](#)

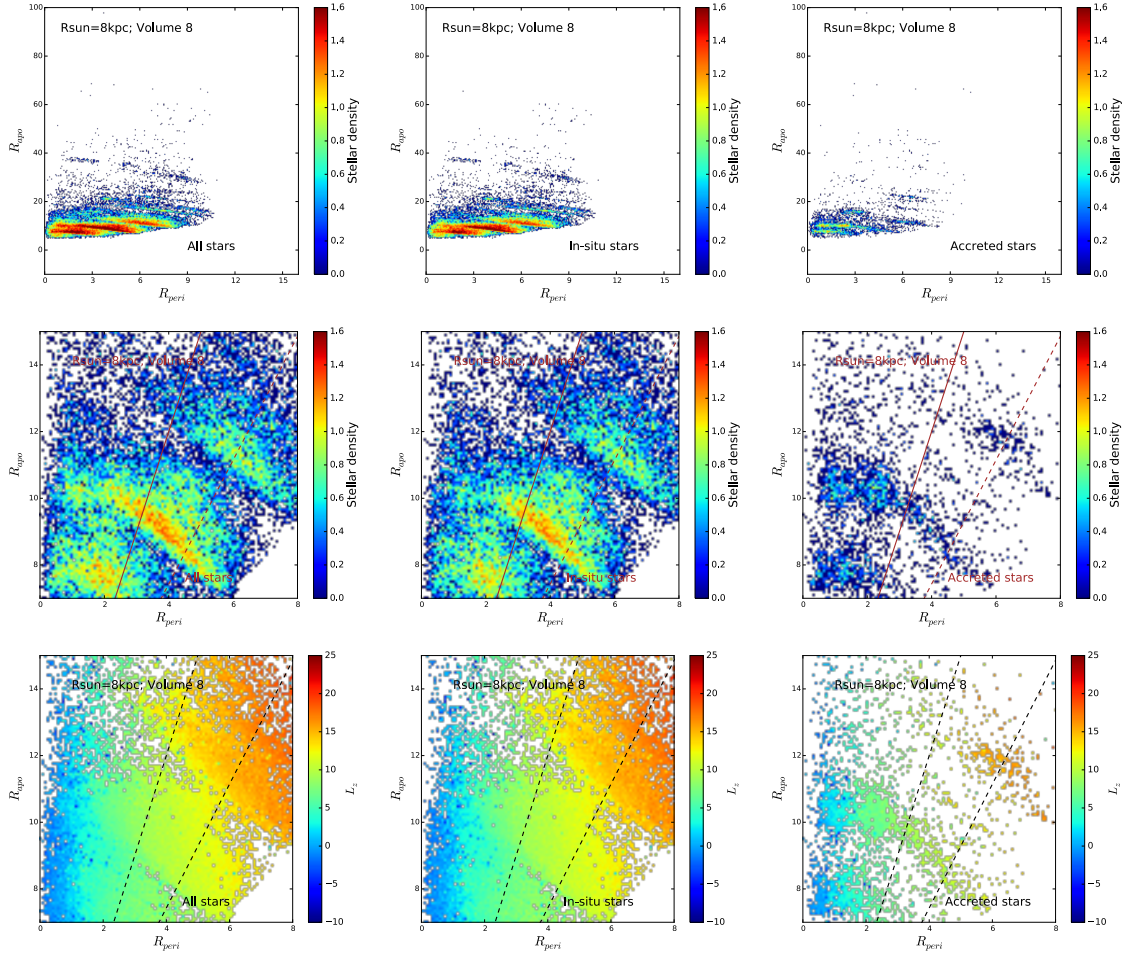


FIGURE 3.15 – Identique à la Fig. 3.14, mais pour la simulation  $2 \times (1 : 10)$ .

[2016]). Dans le plan  $v_r - v_z$  (i.e vitesse radiale galactocentrique - vitesse verticale), les étoiles du courant forment deux groupes distincts distribués avec  $v_z \pm 200$  km/s et des vitesses radiales telles que  $-200 \lesssim v_r \lesssim 200$  km/s. La division observée en  $v_z$  est également visible sur le plan  $v_z - v_\phi$ , où  $v_\phi$  est la vitesse tangeantielle. Elle peut être comprise comme provenant de courants stellaires ayant des valeurs de  $L_\perp$  similaires mais se déplaçant dans des directions opposées (i.e de l'intérieur vers l'extérieur) par rapport au plan galactique. Ces observations sont comparées à des simulations N-corps destinées à modéliser l'accrétion d'une galaxie satellite dans un potentiel analytique type Voie Lactée dans Helmi et al. [1999]; Kepley et al. [2007]; Helmi [2008]. Il a été trouvé que les propriétés des étoiles du "courant de Helmi" pourraient être reproduites si le courant était le reste d'un satellite dont la dispersion de vitesse interne était initialement de 12 - 18 km/s, probablement à l'image de Fornax et de la galaxie naine du Sagittaire (Helmi et al. [1999]), et accréé il y a entre 6 et 9 Gyr (Kepley et al. [2007]).

Le message qui peut être retenu de ces études est qu'un certain nombre d'informations peut être retrouvé en regardant uniquement la cinématique des étoiles au voisinage du soleil : leur origine in-situ ou extragalactique et, pour ce dernier cas, la masse du satellite progéniteur responsable du courant. Nos modèles tracent un scénario plus complexe.

Les vitesses  $v_r$ ,  $v_\phi$  et  $v_z$  des étoiles de halo simulées dans certains des volumes au voisinage solaire précédemment étudiés sont montrées dans les Figs. 3.11, 3.12 et 3.13. Comme dans les Sect. 3.3.1.3 et 3.3.2, pour chaque voisinage solaire sur la Fig. 3.5, nous avons sé-

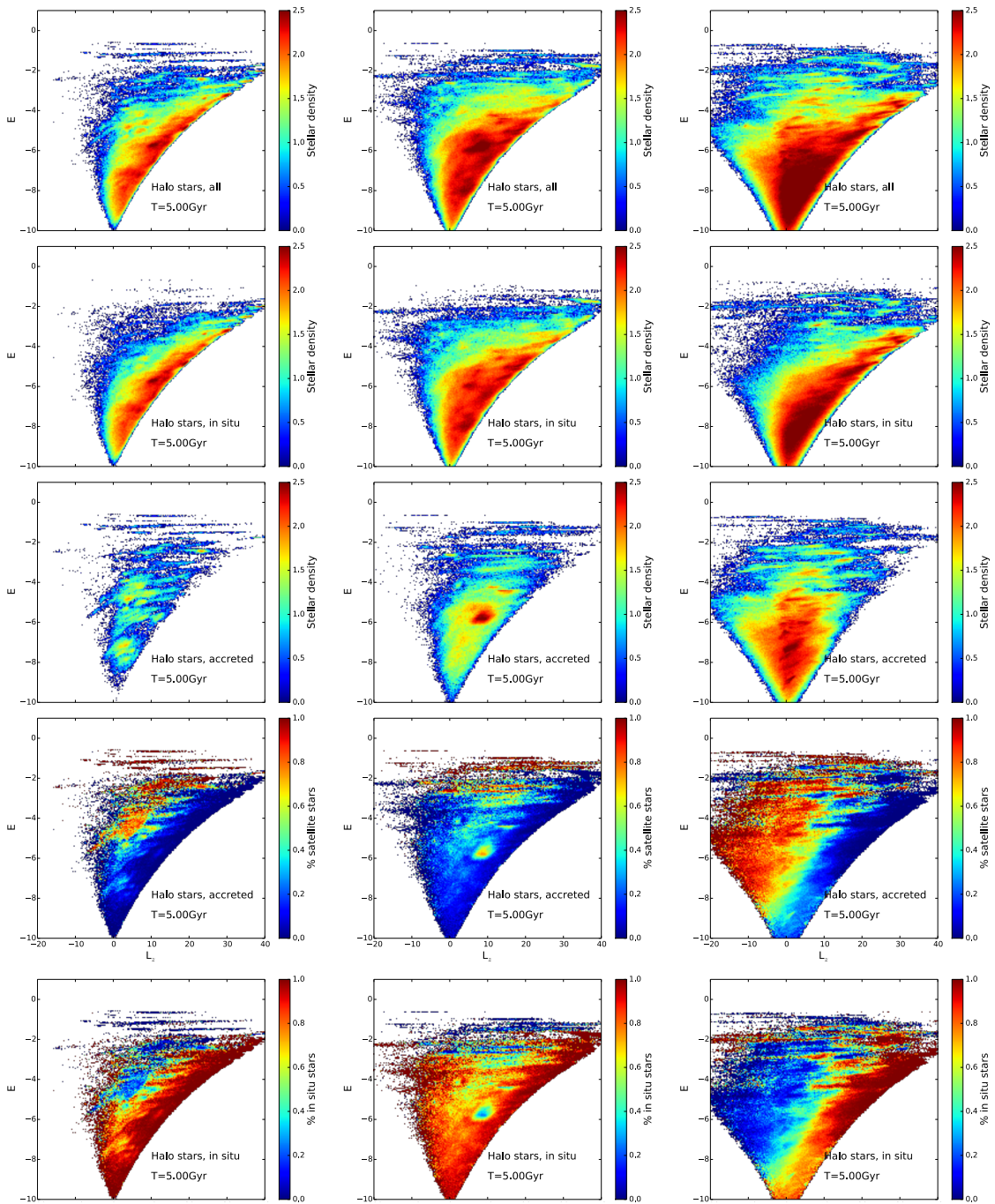


FIGURE 3.16 – *De gauche à droite* : Distribution dans l’espace  $E - L_z$  des étoiles du halo dans un volume de 10 kpc autour du Soleil, pour une fusion  $1 \times (1 : 10)$  (colonne de gauche), pour une fusion  $2 \times (1 : 10)$  (colonne du milieu) et pour une fusion  $4 \times (1 : 10)$  (colonne de droite). Les première, deuxième et troisième lignes montrent, respectivement, toutes les étoiles dans le volume choisi, les étoiles in-situ uniquement et les étoiles accrétées uniquement. Les couleurs codent la densité stellaire, comme indiqué par l’échelle de couleur. Les quatrième et dernière lignes montrent, respectivement, la fraction d’étoiles in-situ et accrétées rapportée au total. Dans tous les panneaux, pour minimiser la contribution des étoiles du disque, seules les étoiles à des distances  $z$  du plan galactique supérieures à  $z = 3$  kpc ont été sélectionnées.

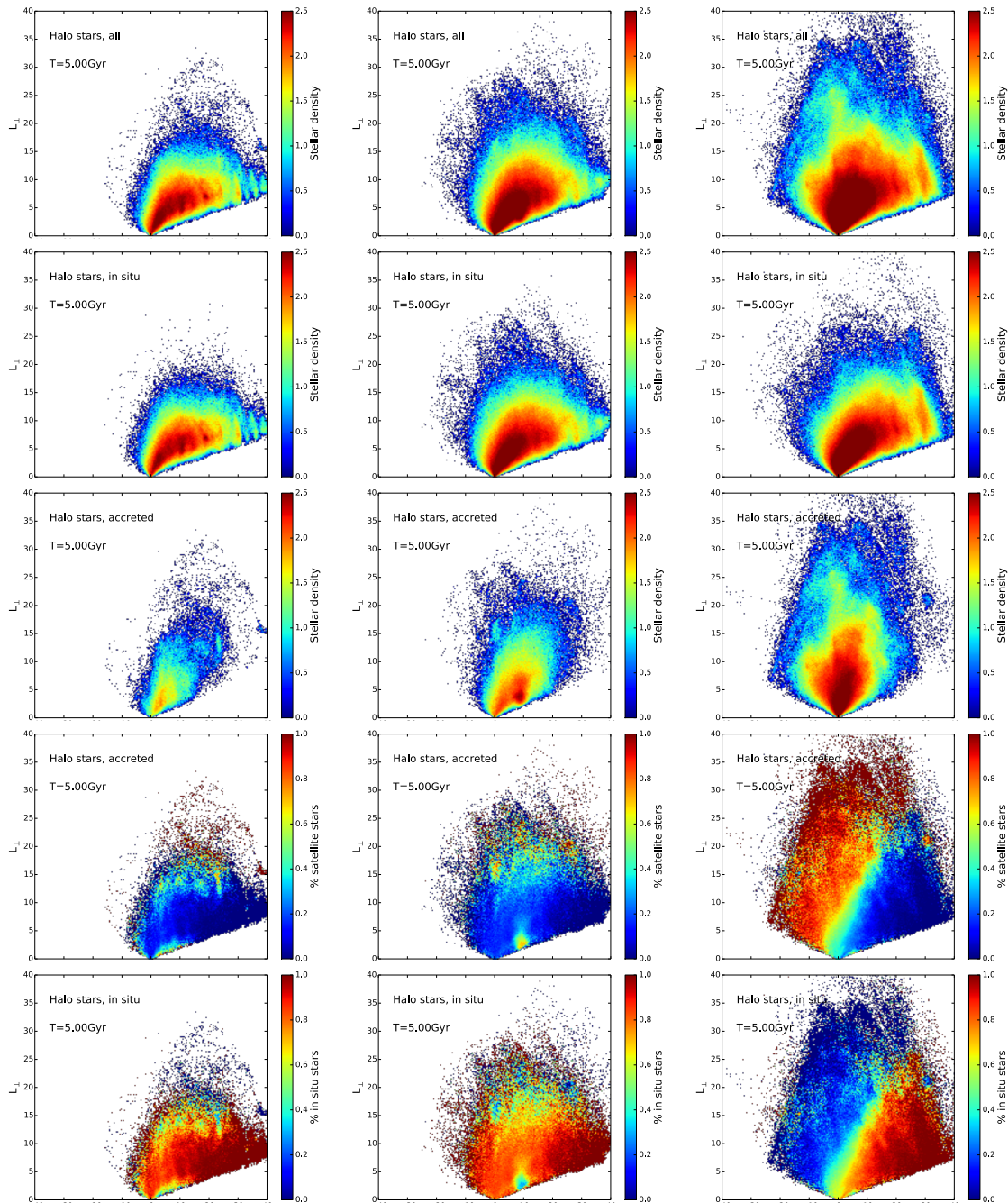


FIGURE 3.17 – De gauche à droite : Distribution dans l’espace  $L_z - L_\perp$  des étoiles du halo dans un volume de 10 kpc autour du Soleil, pour une fusion  $1 \times (1 : 10)$  (colonne de gauche), pour une fusion  $2 \times (1 : 10)$  (colonne du milieu) et pour une fusion  $4 \times (1 : 10)$  (colonne de droite). Les première, deuxième et troisième lignes montrent, respectivement, toutes les étoiles dans le volume choisi, les étoiles in-situ uniquement et les étoiles accrétées uniquement. Les couleurs codent la densité stellaire, comme indiqué par l’échelle de couleur. Les quatrième et dernière lignes montrent, respectivement, la fraction d’étoiles in-situ et accrétées rapportée au total. Dans tous les panneaux, pour minimiser la contribution des étoiles du disque, seules les étoiles à des distances  $z$  du plan galactique supérieures à  $z = 3$  kpc ont été sélectionnées.

lectionné les étoiles du halo comme celles satisfaisant la condition  $\sqrt{U_{\text{LSR}}^2 + V_{\text{LSR}}^2 + W_{\text{LSR}}^2} \geq 180$  km/s et, parmi ces dernières, les étoiles dans la région de Helmi sont définies comme celles avec  $500 < L_z < 1500$  et  $1400 < L_{\perp} < 2500$  (voir les sections précédentes et le panneau le plus à gauche de la Fig. 3.10). Leurs vitesses sont reportées dans les Figs. 3.11, 3.12, 3.13 pour certains des voisinages solaires examinés et pour toutes les simulations. Les vitesses de toutes les étoiles simulées occupant la région de Helmi sont reportées sur le panneau du haut de chacune de ces figures, et sont comparées aux vitesses de toutes les particules stellaires dans le volume sélectionné. Il est possible de voir que les caractéristiques cinématiques trouvées pour le courant de Helmi au voisinage du soleil (Helmi et al. 1990) sont reproduites : notre modélisation des étoiles qui se trouvent dans la région d'Helmi montrent des valeurs extrêmes de  $v_z$  et  $v_{\phi}$  lorsqu'elles sont comparées à l'intégralité des étoiles du halo fixées au voisinage solaire, on reproduit également la division de leur distribution selon  $v_z$  trouvée dans les observations (voir les panneaux de la première et dernière colonne des Figs. 3.11, 3.12, and 3.13), et les valeurs de  $v_r$  et  $v_{\phi}$  sont similaires à celles atteintes dans l'échantillon observé.

Toutefois, la constatation que les étoiles modélisées reproduisent la distribution cinématique de celles observées ne dit rien sur la nature accrétée ou in-situ de ces étoiles. Les panneaux du milieu des Fig. 3.11, 3.12, and 3.13 montrent, en fait, que les étoiles accrétées et in-situ de la région de Helmi ont des vitesses  $v_r$ ,  $v_{\phi}$  et  $v_z$  similaires. En particulier, les étoiles in-situ montrent elles aussi la même division en  $v_z$  observées pour les étoiles du "courant de Helmi". Que les étoiles accrétées et in-situ de la région de Helmi ont les mêmes vitesses n'est pas surprenant puisque d'une part, elles appartiennent à la même région de l'espace  $L_z - L_{\perp}$  et ont donc des moments angulaires similaires et, d'autre part, sont distribuées au sein d'un même volume au voisinage solaire, ce qui limite les distances que ces étoiles peuvent couvrir. Le moment angulaire et les distances étant fixés, il est naturel que cela mène aux mêmes valeurs de vitesses, indépendamment de l'origine (in-situ ou accrétées) de ces étoiles. La conclusion que nous tirons de cette analyse est que toutes les étoiles dans la région de Helmi devraient partager la même cinématique quelque soit leur origine. Le fait que, sous certaines conditions, les modèles N-corps peuvent reproduire les vitesses observées au moyen de courants accrétés n'est pas une preuve que les étoiles observées dans la région de Helmi sont accrétées : une fois le volume spatial fixé, toutes les étoiles dans ce volume avec des moments angulaires similaires auront des vitesses similaires quelque soit leur nature.

Nos simulations ne suggèrent pas uniquement que l'utilisation des espaces cinématiques ne peut résoudre la question de l'origine accrétée ou in-situ des étoiles mais également qu'il n'est pas possible de remonter à la masse du satellite progéniteur. Tandis que Helmi et al. [1999] et Kepley et al. [2007] suggèrent que le progéniteur du "courant de Helmi" serait peut-être une galaxie similaire à celle de Fornax ou du Sagittaire, nos modèles montrent que les propriétés cinématiques de ce courant peuvent être reproduites par un ou plusieurs satellites significativement plus massifs, tel que chacun d'entre eux ont une masse initiale environ 100 fois plus importantes que la masse actuelle de Fornax (de Boer et al. [2012])

### 3.3.5 L'espace $R_{apo} - R_{péri}$

Nous finissons notre recherche des étoiles accrétées en explorant l'espace APL, apo-centre - péri-centre - moment angulaire. La distribution au voisinage solaire des étoiles du catalogue de Nordström dans cet espace à déjà été examinée dans les travaux de Helmi



et al. [2006]. Cette distribution observée a été aussi comparée avec les prédictions des modèles N-corps de satellites accrétés dans un potentiel galactique analytique fixe ainsi qu’avec des simulations cosmologiques. Puisque, dans les deux cas, la distribution des étoiles in-situ et leur possible superposition avec la population accrétée n’ont pas été étudiées, nous discutons de cette question à présent. Dans ce qui suit, les apocentres et péricentres, indiqués par  $R_{apo}$  et  $R_{péri}$  respectivement, sont les véritables distances à l’apocentre et au péricentre des particules dans le dernier Gyr d’évolution, c’est à dire qu’aucune hypothèse n’est faite *à posteriori* pour reconstruire les paramètres orbitaux.

Les Fig. 3.14, 3.15 montrent respectivement, l’espace APL de toutes les particules dans un volume au voisinage solaire donné pour les simulations  $1 \times (1 : 10)$  et  $2 \times (1 : 10)$ . De ces figures, nous pouvons déduire les résultats suivants :

- comme pour les espaces  $E - L_z$  et  $L_z - L_{\perp}$  discutés dans les sections précédentes, la superposition des étoiles accrétées et in-situ est considérable également dans l’espace  $R_{apo} - R_{péri}$  au point qu’aucune distinction claire ne peut-être faite entre les étoiles accrétées et in-situ sur la base de cet espace uniquement. Des conclusions similaires sont trouvées pour l’espace  $R_{apo} - L_z$  (non montré).
- pour certain de ces volumes explorés, quelques clumps d’étoiles sont trouvés à des valeurs à l’apocentre élevés ( $R_{apo} \sim 40$  kpc), cependant leur origine n’est pas toujours extragalactique. Par exemple, sur la Fig. xxx (première ligne), tandis que la surdensité trouvée à  $(R_{apo}, R_{péri}) = (3, 40)$  kpc est constituée d’étoiles accrétés, sur la Fig. 3.15, les deux surdensités à  $(R_{apo}, R_{péri}) = (6, 45)$  kpc et  $(R_{apo}, R_{péri}) = (8, 5, 38)$  kpc sont majoritairement constituées d’étoiles in-situ.
- La distribution globale de toutes les étoiles dans l’espace apocentre - péricentre révèle la présence de plusieurs bandes, déjà notées par Helmi et al. 2006 dans leur modèle. Chacune de ces bandes couvre un large intervalle en excentricité,  $e$ , de  $e \leq 0.1$  et  $e \geq 0.7$ . Ils sont visibles à la fois dans la composante in-situ que dans celle accrétée, à la fois sur de grandes échelles (les panneaux de la ligne du haut sur les Fig. 3.14, and ??) qu’aux petites échelles de l’espace  $R_{apo} - R_{péri}$  (définies par  $0 \leq R_{péri} \leq 8$  et  $7 \leq R_{apo} \leq 15$  dont l’étendue est similaire à celle étudiée par Helmi et al. 2006). Comme nous l’avons vérifié, ces bandes sont faites d’étoiles avec des énergies similaires mais couvrant de larges intervalles le long de la composante  $z$  du moment angulaire (voir Fig. 3.14, 3.15). Ces bandes sont associées à des bras spiraux ou des anneaux induits pas les événements de fusion et similaires aux structures discutées par Gómez et al. 2012. Ils ne sont pas visibles uniquement dans le disque (mince et épais) stellaire, comme notés par Gómez et al. [2012] mais également parmi la population du halo stellaire, observable sur les lignes du bas des Fig. 3.14, 3.15 vers les vitesses dans le référentiel du LSR les plus élevées ( $\sqrt{U_{LSR}^2 + V_{LSR}^2 + W_{LSR}^2} \geq 180$  km/s).
- Dans la région zoomée, selon nos modèles, les étoiles in-situ occupent la surface la plus large sur l’espace  $R_{apo} - R_{péri}$ , indépendamment du nombre de satellites accrétés et des voisinages solaires étudiés. Ceci est également vrai dans la région située entre les lignes d’excentricité constante  $e = 0.3$  et  $e = 0.5$  (lignes du milieu Fig. 3.14, 3.15) qui correspond à la région où des surdensités ont été trouvées parmi les étoiles au voisinage solaire du catalogue de Nordström et elles ont été associées à un courant stellaire accrété (Helmi et al. [2006]). Nos modèles suggèrent que dans cette région, la contribution des étoiles in-situ chauffées par les interactions et peuplant le disque épais / halo stellaire interne est considérable.
- finalement, pour les surdensités trouvées dans la distribution des étoiles du catalogue de Nordström sur l’espace  $R_{apo} - R_{péri}$ , qui suit un comportement diagonal à des

excentricités  $0.3 \leq e \leq 0.5$  et pour lesquels une origine extragalactique est suggérée (Helmi et al. [2006]) : ces étoiles tendent à voir des valeurs de  $L_z$  progressivement plus grandes lorsque les valeurs de  $R_{apo}$  et  $R_{peri}$  augmentent. Nous notons, sur les panneaux du bas des Fig. 3.14, 3.15, que dans notre modèle, cette tendance est trouvée à la fois dans la population accrétée et dans la population in-situ.

Pour conclure, la distribution diagonale dans l'espace  $R_{apo} - R_{peri}$ , la présence de bandes ou surdensités et la tendance observée du moment angulaire  $L_z$  avec  $R_{apo}$  et  $R_{peri}$ , toutes ces caractéristiques sont communes aux étoiles in-situ et accrétées. Selon ces résultats, sans les abondances chimiques détaillées, la distinction entre l'origine extragalactique et in-situ des étoiles est impossible. Des résultats similaires sont trouvés pour la simulation  $4 \times (1 : 10)$ .

### 3.3.6 En quittant le voisinage solaire : La détection des courants stellaires sur une échelle de 10 kpc

La plupart de notre analyse, exceptée sur les Fig. 3.2, 3.3, and 3.4, à été réalisée en sélectionnant les étoiles distribuées dans un volume solaire de 3 kpc de rayon. C'est le volume typique sur lequel la recherche de courants stellaires à été concentrée jusqu'à maintenant (Helmi et al. [1999]; Kepley et al. [2007]; Morrison et al. [2009]; Smith et al. [2009]; Re Fiorentin et al. [2005]; Re Fiorentin et al. [2015]). Dans les prochaines années, avec Gaia et les relevés spectroscopiques tels que GALAH, WEAVE et 4MOST, nous aurons une vue presque complète des étoiles jusqu'à 3 kpc du soleil avec les mesures de distances, de vitesses, d'âges et d'abondances chimiques détaillées. Ce jeu complet de données devrait être en mesure de nous fournir suffisamment d'information pour séparer les comportements, reconstruire les origines et les sites des étoiles locales. Cependant, au-delà de la sphère des 3 kpc, sur des distances au soleil plus grande, les incertitudes sur la datation des étoiles seront probablement trop importantes pour déterminer des âges avec une précision<sup>5</sup> suffisante, de même les abondances chimiques des relevés spectroscopiques avec une précision de 0.05 – 0.1 dex seront difficiles à obtenir<sup>6</sup>. C'est ainsi que sur ces échelles (typiquement entre 3 et 10 kpc du Soleil), il est important de comprendre si la recherche de signatures fossiles d'accrétions dans la Galaxie basée sur la cinématique uniquement sera faisable.

L'analyse de ces voisinages solaires plus étendus, jusqu'à 10 kpc de distance au Soleil, est montrée sur l'espace  $E - L_z$  de la Fig. 3.16. Pour chaque simulation, nous avons sélectionné les étoiles avec une distance inférieure à 10 kpc du Soleil pour quatre positions du Soleil choisies correspondant aux centres des volumes 1 et 5, sur la Fig 3.5, à des distances de 8 et 12 kpc du centre de la galaxie. De cette analyse, nous avons exclu les étoiles situées à des distances verticales inférieures à 3 kpc du plan galactique pour maximiser la fraction des étoiles du halo dans chaque volume étudié. Sur la Fig. 3.16, un seul de ces volumes est montré, sachant que les conclusions de l'analyse sont les mêmes pour les quatre volumes examinés. Cette figure montre que les problématiques qui affectent les volumes

5. Sous l'hypothèse que les paramètres atmosphériques ne seront pas les facteurs limitants sur la datation des étoiles. Des erreurs de l'ordre de 10% sur l'âge estimé sont attendues dans les 3 kpc autour du soleil.

6. Des abondances avec une précision  $\leq 0.1$  dex seront probablement atteintes dans les quelques kpc à proximité du soleil. Une précision de 0.05 – 0.1 dex est nécessaire parce que cela correspond à la séparation observée au voisinage solaire pour les séquences du halo in-situ ou accrété découvertes par Nissen and Schuster [2010]

locaux (3 kpc de rayon) sont également présentes sur des volumes plus larges (10 kpc de rayon) : une superposition significative des étoiles accrétées et in-situ, la domination des étoiles in-situ sur de grandes régions de l'espace  $E - L_z$  et l'absence d'homogénéité dans la distribution des deux populations (accrétée et in-situ). À partir des distributions montrées sur la ligne du haut de la Fig. 3.16, il est impossible d'établir le nombre de satellites différents qui ont contribué à ces distributions, les masses des systèmes progéniteurs et quelles fractions les étoiles accrétées occupent dans les différentes structures de l'espace  $E - L_z$ . Des conclusions similaires sont obtenues pour l'espace  $L_z - L_\perp$  (Fig. 3.17).

## 3.4 Discussion

### 3.4.0.1 Le halo stellaire in-situ, la poutre dans l'oeil

Tous les résultats précédents montrent un même problème important : la recherche des courants stellaires issus de satellites accrétés dans la Voie Lactée ne peut pas se faire en négligeant la présence d'une population in-situ. Comme nous l'avons rappelé à maintes reprises, nos simulations ne contiennent aucun halo stellaire in-situ à l'état initial (i.e  $t = 0$ ). Le halo in-situ, présent à la fin des simulations (i.e à  $t = 5$  Gyr), n'est que le résultat du chauffage du disque stellaire pré-existant et aucun autre mécanisme, comme ceux discutés dans Cooper et al. [2015], n'est responsable de la formation de cette population. Le chauffage provoqué par l'accrétion de satellites est suffisamment efficace pour former ou contribuer à former un halo stellaire, comme mentionné par Zolotov et al. [2009]; Purrell et al. [2010]; Font et al. [2011]; Qu et al. [2011]; McCarthy et al. [2012]; Cooper et al. [2015]. Cependant, nous avons montré dans ce travail que la conséquence de ce chauffage est importante pour toute recherche dans les espaces cinématiques et des intégrales du mouvement parce que :

- *les étoiles chauffées du halo ne sont pas distribuées de manière homogène* : ce résultat est en contradiction avec l'hypothèse habituelle faite dans la littérature qui suppose que le halo in-situ devrait être homogène dans ces espaces. Au moins une fraction de ce halo in-situ, qui résulte du chauffage du disque par le/les satellites, est structuré et même plusieurs Gyr après que l'accrétion ait eu lieu. La granularité dans la distribution des étoiles du halo dans les espaces cinématiques ou des intégrales du mouvement n'est pas nécessairement une signature d'un ou de plusieurs événements d'accrétion passés. La probabilité que ces structures se situent dans des régions dominées par les étoiles in-situ, en fait, est très élevée (voir les Tables 3.3, 3.4, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8).
- *les étoiles chauffées du halo sont en rotation* : ce résultat contraste également avec une autre hypothèse faite dans la littérature qui suppose que le halo stellaire in-situ est une composante galactique sans mouvement de rotation. Un exemple flagrant de cette découverte est donné sur la Fig. 3.10 où la distribution du halo in-situ dans l'espace  $L_z - L_\perp$  montre un excès d'étoiles en orbite prograde (i.e  $L_z > 0$ ). La distribution n'est donc pas symétrique par rapport à  $L_z = 0$ . Cette asymétrie a été trouvée dans un échantillon d'étoiles, observé à quelques kpc du Soleil, et à été interprétée comme une preuve de l'existence d'une population accrétée en raison de l'hypothèse que toute population de halo in-situ devrait être sans rotation et donc distribuée symétriquement par rapport à  $L_z = 0$ . Contrairement à l'hypothèse commune, nos résultats ont montré que le halo d'étoiles in-situ chauffées par les interactions est en rotation et que son intensité dépend du nombre d'événements d'accrétion et de la masse totale

accrétée : plus la masse accrétée est importante, plus la rotation du halo in-situ ralentie.

- *les étoiles chauffées se superposent aux étoiles accrétées* : cette découverte affecte tous les espaces étudiés dans ce chapitre ( $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$ , APL) et la proportion des étoiles in-situ est tellement considérable dans chacun de ces espaces (voir, par exemple, les Tables 3.3, 3.4, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8 et les Figs.3.4, 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, 3.10, 3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15) que cela nous a mené à conclure qu’y rechercher des courants accrétés est pratiquement impossible. En effet, la probabilité de trouver, dans ces espaces, des structures dominées par les étoiles in-situ est si importante qu’il n’est pas possible d’identifier, *à priori*, des régions contenant une majorité d’étoiles d’origine extragalactique. De plus, l’étendue et la localisation de ces dernières régions dépendent de nombreux paramètres inconnus que nous souhaitons également contraindre, comme le nombre de satellites accrétés, leurs masses et leurs propriétés orbitales.

À la difficulté de séparer les étoiles in-situ des étoiles accrétées, nous devons ajouter la difficulté à retrouver les propriétés des satellites accrétés (en particulier leurs nombres et leurs masses) à partir de leurs distributions granulaires dans les espaces cinématiques et des intégrales du mouvement. Par exemple, la Fig. 3.3 montre que même dans le cas idéal, où nous sommes capables de séparer les étoiles in-situ des étoiles accrétées, le nombre de clumps trouvés dans la population accrétée sur l’espace  $E - L_z$  ne permet pas de remonter au nombre de satellites progéniteurs responsables de cette distribution : une simple fusion  $1 \times (1 : 10)$  est capable de produire une dizaine de clumps distincts dans cet espace, chacun avec des tailles et des densités similaires à ceux générés par une accrétion  $1 : 100$  (voir la section qui suit). Ce résultat est commun à tous les espaces. Un autre exemple est donné par les espaces  $v_r - v_\phi$ ,  $v_z - v_\phi$  et  $v_r - v_z$  : sur la base des vitesses trouvées pour les étoiles accrétées au voisinage solaire (leur valeurs et leur caractéristiques, Fig. 3.11, 3.12, 3.13), il n’est pas possible de déterminer le nombre d’événements d’accrétion qui ont contribué à la forme de la distribution de la population accrétée.

### 3.4.1 Chimie et âges : la clef pour différencier l’origine des étoiles dans la Galaxie

Comment surmonter cette dégénérescence ? Il pourrait être tentant de penser qu’une simple coupure en métallicité (par exemple, en sélectionnant les étoiles avec  $[Fe/H] \leq -1$  dex) serait suffisante pour éliminer la contamination par les étoiles in-situ. Le raisonnement reposant alors sur l’idée que les étoiles chauffées du halo, précédemment dans le disque, devraient montrer les métallicités typiques du disque de la Voie Lactée, soit  $[Fe/H] \geq -1$ . Ainsi, une coupure en métallicité qui supprime les étoiles du disque actuel devrait permettre de supprimer la contamination par les étoiles in-situ. Cependant ce raisonnement risque d’être incorrect parce que les métallicités attendues pour les étoiles chauffées du halo seraient les métallicités du disque au moment où l’événement d’accrétion a eu lieu et non pas les métallicités actuelles (i.e redshift  $z = 0$ ) du disque de la Voie Lactée. Ainsi, les métallicités de la population in-situ chauffée du halo dépend de façon critique du moment où les fusions majeurs (rapport de masse  $\leq 1 : 100$ ) ont eu lieu. Dans les simulations cosmologiques analysées par Tissera et al. [2012], les étoiles accrétées et in-situ du halo interne ont des métallicités similaires (voir Table 5 dans leur article), généralement inférieures à  $[Fe/H] = -1$  dex. Toute coupure basée uniquement sur la métallicité ne sera pas capable de supprimer la population in-situ, simplement parce qu’une partie de cette population a possiblement été chauffée très tôt, quand la plus massive des

fusions a eu lieu, et présente des métallicités typiques du halo stellaire actuel.

Pour résoudre la question de l'origine des étoiles dans la Galaxie ainsi que leur localisation et leur mode de formation, nous avons besoin de regarder en détail les abondances chimiques et/ou les âges. Les modèles  $\Lambda$ CDM prédisent, en fait, que des signatures chimiques et/ou chimie/âges sont attendus dans les galaxies comme la Voie Lactée suite à l'accrétion d'étoiles de différentes origines (voir [Gibson et al. \[2013\]](#); [Few et al. \[2014\]](#) et [Snaith et al. \[2016\]](#) pour des travaux plus récents). Cependant, la capacité à trouver et différencier ces signatures dans les futures données spectroscopiques disponibles dépend essentiellement de la précision sur les abondances que les relevés seront capables d'atteindre (voir Fig. 12 et 13 de [Snaith et al. \[2016\]](#)). À partir des échantillons d'étoiles au voisinage solaire, pour lesquelles des précisions inférieures à 0.1 dex ont été atteintes pour les abondances, il a été possible de révéler un certain nombre de différences dans la chimie (ou chimie/âge) des étoiles dont certaines pourraient avoir une origine extragalactique ([Nissen and Schuster \[2010\]](#)) tandis que d'autres sont typiques des populations stellaires formées in-situ ([Haywood et al. \[2013\]](#); [Spina et al. \[2016\]](#); [Nissen \[2016\]](#)) avec une possible origine dans le disque externe ([Haywood et al. \[2013\]](#)); [Snaith et al. \[2015\]](#)). La puissance de cette approche est considérable et deviendra plus importante encore une fois que les âges et les abondances chimiques détaillées de plusieurs centaines de milliers d'étoiles seront disponibles.

### 3.4.2 Les signatures cinématiques des fusions avec un rapport de masse $\sim 1 : 100$

Les fusions avec des rapports de masse similaires à ceux analysés en Sect 3.3 apparaissent inévitables pour la construction de galaxies type Voie Lactée dans les simulations  $\Lambda$ CDM ([Read et al. \[2008\]](#); [Stewart et al. \[2008\]](#); [De Lucia and Helmi \[2008\]](#); [Deason et al. \[2016\]](#)). Cependant, ces simulations prédisent également que des accrétions de satellites avec des masses plus petites devraient aussi avoir lieu. Serait-il possible de retrouver plus facilement ces accrétions de faibles masses dans les espaces cinématiques et des intégrales du mouvement que ce que nos modèles suggèrent pour des satellites plus massifs? Nous avons vu, par exemple, que dans l'espace  $E - L_z$ , la non conservation de l'énergie et de la composante  $z$  du moment angulaire est principalement causée par la friction dynamique qui dépend directement de la masse du satellite accrété. Ainsi, il est naturel de s'attendre à ce que les satellites de faible masse conservent leur localisation initiale dans l'espace  $E - L_z$ , i.e sans subir les changements significatifs en énergie et moment angulaire quantifiés pour les systèmes les plus massifs (voir Sect. 3.3.1). Motivés par cette question et par le besoin d'évaluer la capacité à retrouver les signatures d'accrétions avec de faible rapport de masse dans une galaxie type Voie Lactée au moyen de la cinématique uniquement, nous avons réalisé quelques simulations supplémentaires où la galaxie type Voie Lactée, à la suite des fusions  $1 \times (1 : 10)$  ou  $2 \times (1 : 10)$ , accrète quatre ou huit satellites avec des rapports de masse de  $1 : 100$ . Plus en détail, nous avons utilisé les snapshot finaux des simulations  $1 \times (1 : 10)$  et  $2 \times (1 : 10)$  analysés en Sect 3.3 et pour chacune de ces deux nouvelles "conditions initiales", nous avons exécuté deux simulations accrétant 4 ou 8 satellites avec des masses qui sont  $1/100$  plus petites que celle de la galaxie type Voie Lactée initialement (avant les fusions  $1 : 10$ ) créée. Ainsi, les satellites de faibles masses sont des versions redimensionnées de la galaxie type Voie Lactée : leur masse est 100 fois plus faible et leur taille a été divisée par un facteur 10. Pour des raisons de temps de calcul, nous avons réduit d'un facteur 10 le nombre de particules de chaque simulation, à la fois pour

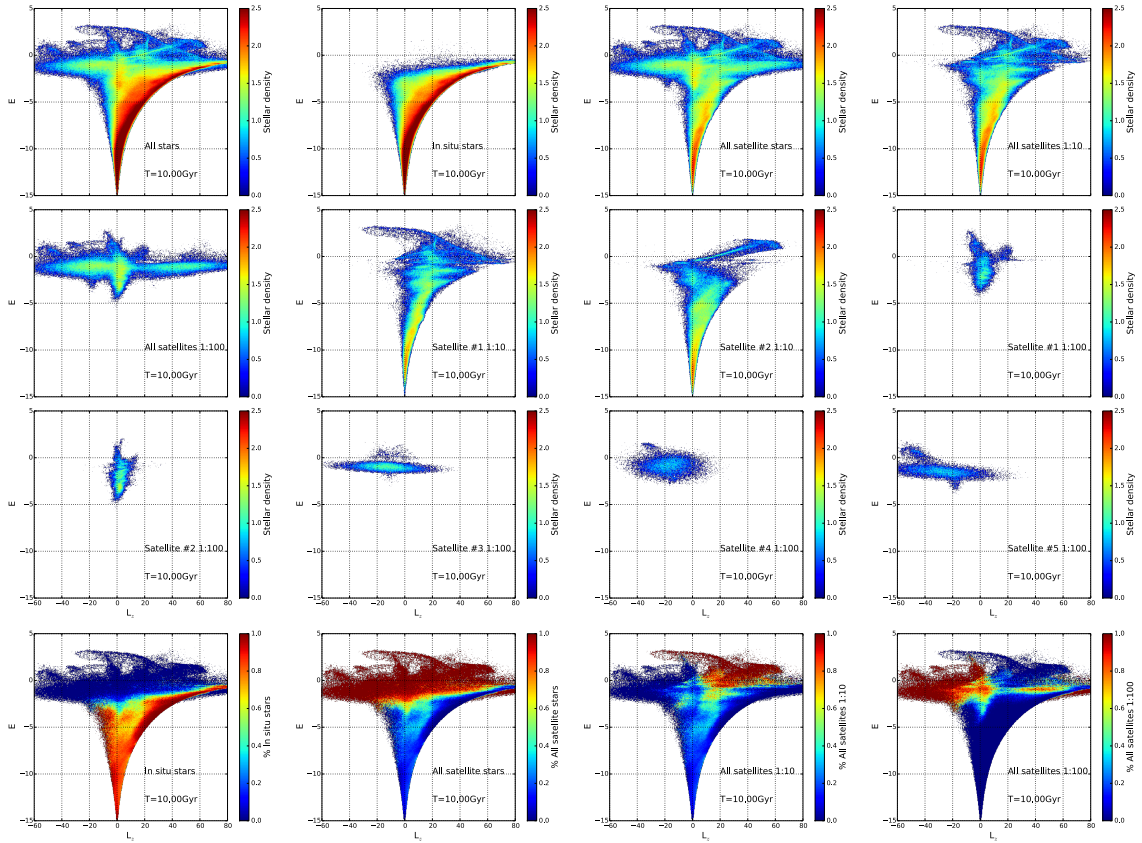


FIGURE 3.18 – *Fusions avec un rapport de masse 1 :100*. Distribution dans l’espace  $E - L_z$  pour les étoiles des simulations de fusions  $2 \times (1 : 10) + 8 \times (1 : 100)$ . Dans la première ligne, toutes les étoiles (première colonne), étoiles in-situ (deuxième colonne), toutes les étoiles accrétées (troisième colonne) et toutes les étoiles accrétées des étoiles 1 :10 (dernière colonne) sont montrées. Sur la deuxième ligne, la distribution de toutes les étoiles accrétées des fusions 1 :100 sont montrées (première colonne), suivie de la distribution des deux satellites 1 :10, séparément (deuxième et troisième colonne). Les distributions dans l’espace  $E - L_z$  de quelques satellites 1 :100 sont aussi montrées séparément (dernière colonne de la deuxième ligne et toute la troisième ligne). Finalement, sur la dernière ligne, la fraction des étoiles in-situ (première colonne), de toutes les étoiles accrétées (deuxième colonne), toutes les étoiles des fusions 1 :10 (troisième colonne), et toutes les étoiles de fusions 1 :100 (dernière colonne) sont montrées. Toutes les fractions sont rapportées au total des étoiles. Dans tous les panneaux, les distributions  $E - L_z$  sont montrées après avoir fait évoluer les satellites 1 :100 pour 10 Gyr. .

la galaxie type Voie Lactée que pour ses satellites tandis que les masses des particules sont révisées en conséquence. Cela signifie, par exemple, que les fusions  $1 \times (1 : 10) + 4 \times (1 : 100)$  contiennent un total d'environ 2.8 millions de particules, à la place des 28 millions que nous aurions dû avoir si nous avions utilisé la même résolution que celle adoptée dans les simulations de la Sect. 3.3. En particulier, chaque satellite de faible masse est constitué de 25000 particules et ne contient aucune population d'amas globulaires. La faible résolution employée pour exécuter ces simulations ne permet pas d'apprécier et d'étudier la structure fine observée dans les espaces des intégrales du mouvement (voir Sect. 3.3). Néanmoins, il est toujours possible de quantifier la contamination et la superposition entre les étoiles in-situ et les différentes populations stellaires accrétées. Un exemple qui montre la difficulté à identifier les signatures laissées par les fusions de faibles masses est donné dans la Fig. 3.18. Dans cet exemple, la galaxie type Voie Lactée, après avoir subi deux fusions avec des rapports de masse de 1 :10, accrète huit satellites avec des rapport de masse de 1 :100. La distribution de toutes les étoiles dans l'espace  $E - L_z$  est montrée ici, indépendamment de leur localisation dans la galaxie. De l'analyse de ces simulations supplémentaires, nous voulons souligner les point suivants :

- comme trouvé dans la section précédente, même dans le cas de la fusion  $2 \times (1 : 10) + 8 \times (1 : 100)$ , montrée en Fig. 3.18, la plupart de l'espace  $E - L_z$  est dominé par les étoiles in-situ. La seule région où la contribution des satellites devient dominante est aux énergies  $E \geq -2$ . Toutefois, cette région serait inaccessible si nous restreignons notre recherche à une sphère de  $\sim 10$  kpc du Soleil.
- dans le plan  $E - L_z$ , les satellites de faible masse sont caractérisés par des structures comparables à l'une de celles générées par une accrétion plus massive. Les surdensités générées par des fusions de rapport de masse 1 :100 sont similaires en taille et en densité à l'un des dizaines de clumps générés par des fusions 1 :10 (voir, la comparaison entre les satellites 1 et 2 avec des rapports de masse de 1 :100 à une partie de la distribution générée par une fusion 1 :10)

Pour conclure, même si, en général, les fusions avec des rapports de masse de 1 :100 tendent à mieux préserver leur distribution initiale dans l'espace  $E - L_z$ , il suffit que la Voie Lactée ait connu au moins une fusion 1 :10 par le passé pour rendre l'espace  $E - L_z$  difficilement déchiffrable. Les signatures des fusions de faible masse (1 :100) sont effacées par les fusions plus massive (1 :10), d'une part, car ces dernières dominant en masse et, d'autre part, parce que les surdensités qu'elles génèrent, dans l'espace  $E - L_z$ , sont indistinguables de celles générées par les accrétions de galaxies moins massives.

### 3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons analysé des simulations N-corps, sans dissipation, d'une galaxie type Voie Lactée qui accrète un ou plusieurs (jusqu'à quatre) satellites avec un rapport de masse de 1 :10. Ces simulations sont complétées par quatre autres simulations à faible résolution spatiale, d'une galaxie type Voie Lactée accrétant plusieurs (de quatre à huit) satellites de rapport de masse 1 :100, après avoir expérimenté un ou deux fusions d'un rapport de masse de 1 :10. La nouveauté de ce travail, par rapport à la majorité déjà présente dans la littérature, est que toute l'analyse repose sur des modèles complètement autoconsistants où, à la fois, le (les) satellite(s) et la galaxie type Voie Lactée sont représentés par des collections de particules qui peuvent réagir à l'interaction en expérimentant du chauffage cinématique, des effets de marées et de la friction dynamique. À partir de

ce jeu de simulations, nous avons étudié la possibilité de n'utiliser que l'information cinématique pour identifier les étoiles accrétées dans la Galaxie. Nous avons analysé en particulier les espaces des intégrales du mouvement, tels que les plans  $E - L_z$  et  $L_z - L_\perp$ , ainsi que les espaces cinématiques, tels que le plan  $R_{apo} - R_{peri}$  et les espaces des vitesses, pour comprendre s'il est vraiment possible d'utiliser ces espaces pour retrouver les courants accrétés et dans quelle mesure cette recherche est efficace et significative. Nos principales conclusions sont les suivantes :

**Dans l'espace  $E - L_z$  :**

- parce que l'énergie et le moment angulaire sont des quantités qui ne se conservent pas durant l'interaction, chaque satellite donne naissance à plusieurs surdensités différentes. Ceci est davantage prononcé pour des fusions  $\sim 1 : 10$  pour lesquels les satellites peuvent subir une friction dynamique sévère durant leur accréation. Dans certains cas, l'accréation de satellites avec des rapports de masse  $\sim 1 : 100$  peut également donner lieu à plusieurs surdensités différentes.
- les étoiles de plusieurs satellites différents se superposent dans une même région.
- les étoiles in-situ chauffées par l'interaction tendent à peupler progressivement les régions à faible moment angulaire et énergie élevée, régions que ces étoiles n'occupaient pas ou peu avant l'interaction.
- la plupart des étoiles accrétées se superposent aux étoiles in-situ. Ce point se vérifie également lorsque la recherche est restreinte uniquement aux étoiles du halo parce que le halo interne de nos simulations est fait en grande partie d'étoiles in-situ originaires du disque de la galaxie type Voie Lactée qui a été chauffé par les interactions.

**Dans l'espace  $L_z - L_\perp$  :**

- la superposition entre la population stellaire accrétée et la population in-situ est considérable. Il n'y a aucune région précise où la contribution des étoiles accrétées est dominante.
- la distribution des étoiles n'est pas symétrique par rapport à  $L_z = 0$  mais renforcée vers  $L_z > 0$ , i.e les mouvements progrades. En particulier, les étoiles in-situ du halo, originaires du disque et chauffées par les interactions, conserve une partie de leur rotation initiale. Dans le plan  $L_z - L_\perp$ , cette rotation se révèle comme un excès d'étoiles en mouvement prograde. Cette asymétrie dans la distribution sur l'espace  $L_z - L_\perp$  est observable à la fois pour la population in-situ que pour la population accrétée. Cette découverte est fondamentale car elle implique qu'aucune preuve observationnelle montrant une asymétrie vers les orbites prograde et inclinées ( $L_\perp$  élevée) dans la distribution des étoiles ne signifie qu'il existe une région de l'espace  $L_z - L_\perp$  dominée par les étoiles accrétées. N'importe quel évènement d'accréation génère une population d'étoiles in-situ (originaire du disque chauffé) dans le halo qui se distribue à des valeurs élevées de  $L_\perp$  et vers les valeurs de  $L_z$  positives.

**Dans l'espace des vitesses :**

- il n'est pas possible de différencier l'origine accrétée ou in-situ des étoiles localisées dans un même volume spatial autour du Soleil et partageant les mêmes valeurs de  $L_z$  et  $L_\perp$ .
- en particulier, les caractéristiques cinématiques observées dans la "région de Helmi" peuvent être reproduites aussi bien par les étoiles accrétées que par les étoiles in-situ.



La constatation que, dans certaines conditions, les modèles N-corps peuvent reproduire les vitesses observées dans la "région de Helmi" au moyen d'un courant stellaire accrété n'est pas une évidence que cette région est constituée exclusivement d'étoiles d'origine extragalactique. En effet, une fois que le voisinage solaire est fixé, toutes les étoiles de ce volume partageant les mêmes valeurs du moment angulaire partagent également les mêmes vitesses, indépendamment de leur nature accrétée ou in-situ.

- non seulement nos modèles montrent qu'il n'est pas possible de résoudre la question de l'origine des étoiles mais ils montrent également qu'il est impossible de retrouver la masse du satellite progéniteur à partir de leur distribution. En effet, nos simulations montrent que les propriétés cinématiques du "courant de Helmi" peuvent être reconstruites à partir de l'accrétion de un ou plusieurs satellites plus massifs que ceux suggérés par [Helmi et al. \[1999\]](#) et [Kepley et al. \[2007\]](#). Dans la "région de Helmi", les propriétés orbitales des satellites, à l'origine du courant accrété, sont des quantités complètement dégénérées quant il s'agit de les retrouver sur la base de la cinématique uniquement.

**Dans l'espace apocentre - péricentre - moment angulaire, l'espace APL :**

- comme pour tous les autres espaces analysés dans ce chapitre, la superposition entre les étoiles accrétées et in-situ est également importante, au point que la distinction sur l'origine ne peut être effectuée uniquement sur la base de cette espace.
- la distribution globale de toutes les étoiles dans l'espace  $R_{apo} - R_{péri}$  montre la présence de plusieurs bandes, également notée par [Helmi et al. \[2006\]](#) dans leur modèle. Chacun de ces "streaks" se distribue sur un large intervalle d'excentricité, de  $e \leq 0.1$  à  $e \geq 0.7$ . De plus, ils sont visibles, à la fois, au sein de la population accrétée et de la population in-situ. Dans cette dernière, ces "streaks" ne sont pas visibles uniquement dans la composante associée au disque mince et au disque épais, comme montré par [Gómez et al. \[2012\]](#) mais également dans le halo.
- toutes les caractéristiques distribuées sur la diagonale de l'espace  $R_{apo} - R_{péri}$ , à savoir la présence de bandes, de surdensités ou bien la tendance qui montre l'augmentation de  $L_z$  avec l'augmentation de  $R_{apo}$  et  $R_{péri}$ , sont communes à la population accrétée et à la population in-situ.

En accord avec les travaux précédents, nous trouvons que tous ces espaces sont riches en sous-structures mais que l'origine de ces sous-structures ne peut être déterminée sur la base de la cinématique uniquement. Le halo stellaire in-situ, dont la formation est le résultat de l'interaction avec les satellites, n'est ni homogène ni sans rotation. Une vigilance extrême doit être employée avant d'interpréter les surdensités observées dans ces espaces comme signature d'un événement d'accrétion passé (voir, par exemple, [Helmi et al. \[1999\]](#); [Gould \[2003\]](#); [Helmi et al. \[2006\]](#); [Kepley et al. \[2007\]](#); [Morrison et al. \[2009\]](#); [Re Fiorentin et al. \[2015\]](#)). Dans la perspective de Gaia, nous considérons ce travail comme un premier pas vers des modélisations plus réalistes des populations stellaires accrétées et in-situ dans les espaces cinématiques. Ce travail a également pour objectif de mettre en garde quant à l'interprétation trop rapide souvent faite en faveur d'une origine extragalactique lorsque des sous-structures sont observées dans les données cinématiques actuelles. En résumé, tous les espaces ou régions dans lesquelles les courants stellaires ont été détecté au moyen de la cinématique sont en fait, selon nos modèles, sévèrement dominées par les étoiles in-situ.

Sur la base de ces simulations, nos conclusions sont que la détection des courants stellaires dans la Galaxie sur la base de la cinématique est, en pratique inefficace. Ainsi,

les abondances chimiques détaillées et/ou âges seront fondamentales pour identifier les populations accrétées qui devraient présenter, dans ces espaces, des caractéristiques distinctes de la population in-situ.

## Appendice : La Voie Lactée "isolée"

Pour comprendre comment une ou plusieurs fusions peuvent influencer la distribution des étoiles dans les espaces des intégrales du mouvement ou dans les espaces cinématiques, il est intéressant de comparer nos résultats avec la distribution que l'on obtiendrait pour une galaxie de type Voie Lactée ayant évolué sans interactions. Pour cela, nous avons simulé une galaxie de type Voie Lactée, et qui initialement possède les mêmes paramètres internes que ceux adoptés pour la galaxie massive dans le cas des fusions mineures étudiées dans ce Chapitre. Les Figs.3.19, 3.20 and 3.21 montrent les distributions d'étoiles des espaces  $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$  et  $R_{apo} - R_{peri}$  pour cette simulation. La comparaison de ces figures avec celles présentées dans le reste du Chapitre montrent clairement que les interactions redistribuent les étoiles sur une partie beaucoup plus importantes des espaces considérés. Dans le plan  $E - L - z$ , les étoiles du halo de la galaxie isolée, qui constitue la queue de distribution du disque épais, sont peu nombreuses et se redistribuent sur une région très limitée de cet espace. Dans l'espace  $L_z - L_\perp$ , les étoiles de halo dans les "voisinsages solaires" considérés se redistribuent sur une région beaucoup moins étendue. Une conclusion similaire est obtenue pour l'espace  $R_{apo} - R_{peri}$  : lorsque nous regardons la distribution des particules, trois structures principales sont observées, correspondant au disque mince, au disque intermédiaire et au disque épais (voir panneau de gauche dans la Fig. 3.21). Quand l'analyse se restreint à un voisinage solaire (panneau du milieu et de droite, Fig. 3.21), nous pouvons voir une distribution plus fine, comparée à celles des Figs. 3.14 and 3.15. Nous notons, en particulier, la présence d'étoiles de la barre, qui apparaît, dans ce plan, comme une surdensité à grande excentricité ( $R_{peri} < 2$  kpc;  $R_{apo} < 10$  kpc).

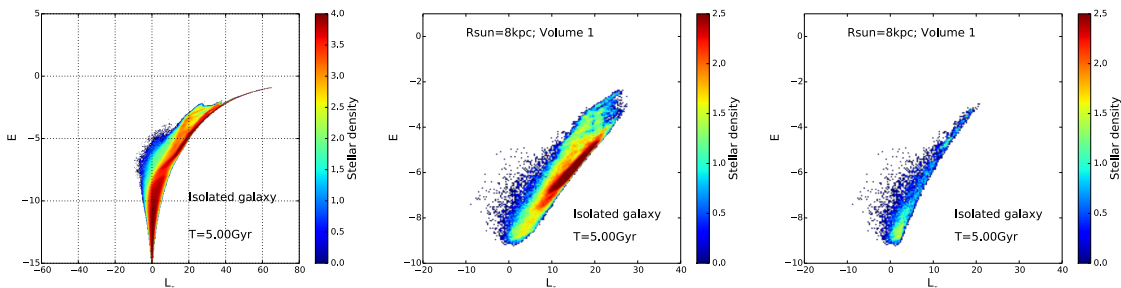


FIGURE 3.19 – Distribution dans l'espace  $E - L_z$  des étoiles de la galaxie isolée. Sont montrées : sur le *panneau de gauche* toutes les étoiles de la simulation, sur le *panneau du milieu* seulement les étoiles dans un volume au "voisinage solaire", sur le *panneau de droite* les étoiles du halo dans un volume au "voisinage solaire". À noter que l'intervalle utilisé dans le panneau de gauche est différent des deux derniers.

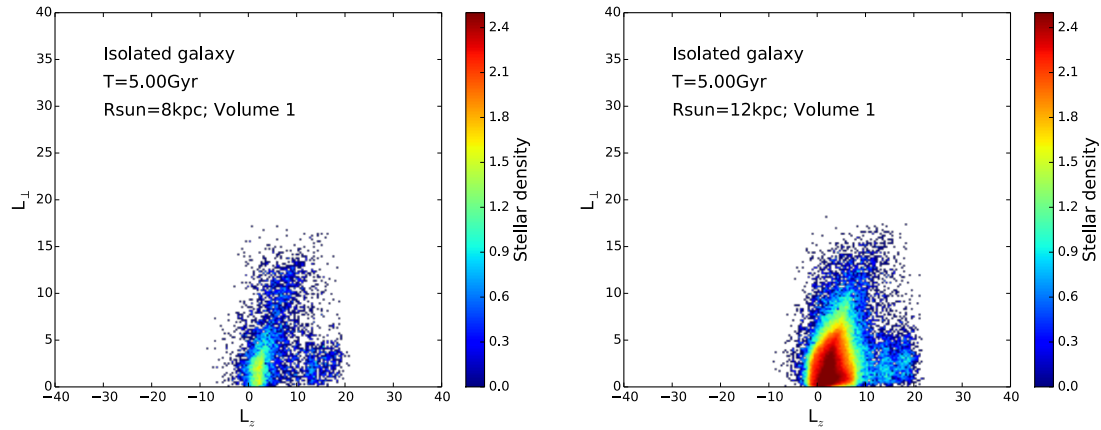


FIGURE 3.20 – Distribution dans l’espace  $L_z - L_{\perp}$  des étoiles de la galaxie isolée. *A gauche* : Seules les étoiles du halo dans un “voisinage solaire” à 8 kpc sont montrées. *A droite* : idem dans un “voisinage solaire” à 12 kpc.

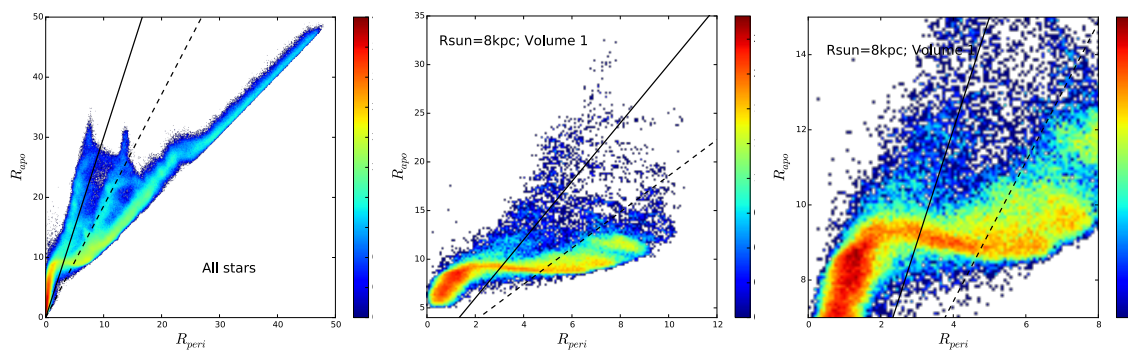


FIGURE 3.21 –  $R_{apo} - R_{peri}$  des étoiles de la galaxie isolée. *A gauche* : Toutes les étoiles dans la simulation; *Milieu* : seulement les étoiles dans un voisinage solaire à 8 kpc; *A droite* : un zoom du panneau du milieu.

## Références

- C. Allende Prieto, S. R. Majewski, R. Schiavon, K. Cunha, P. Frinchaboy, J. Holtzman, K. Johnston, M. Shetrone, M. Skrutskie, V. Smith, and J. Wilson. APOGEE : The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment. *Astronomische Nachrichten*, 329 : 1018, December 2008. doi : 10.1002/asna.200811080. [69](#)
- B. Anguiano, K. Freeman, J. Bland-Hawthorn, G. De Silva, M. Asplund, D. Carollo, V. D’Orazi, S. Keller, S. Martell, S. Sharma, C. Sneden, L. W. de Boer, D. Zucker, and T. Zwitter. The GALAH survey. In S. Feltzing, G. Zhao, N. A. Walton, and P. Whitelock, editors, *Setting the scene for Gaia and LAMOST*, volume 298 of *IAU Symposium*, pages 322–325, January 2014. doi : 10.1017/S1743921313006522. [69](#)
- V. Belokurov, N. W. Evans, M. J. Irwin, D. Lynden-Bell, B. Yanny, S. Vidrih, G. Gilmore, G. Seabroke, D. B. Zucker, M. I. Wilkinson, P. C. Hewett, D. M. Bramich, M. Fellhauer, H. J. Newberg, R. F. G. Wyse, T. C. Beers, E. F. Bell, J. C. Barentine, J. Brinkmann, N. Cole, K. Pan, and D. G. York. An Orphan in the “Field of Streams”. *ApJ*, 658 :337–344, March 2007. doi : 10.1086/511302. [70](#)
- J. Binney and S. Tremaine. *Galactic dynamics*. 1987. [91](#)
- C. B. Brook, G. S. Stinson, B. K. Gibson, D. Kawata, E. L. House, M. S. Miranda, A. V. Macciò, K. Pilkington, R. Roškar, J. Wadsley, and T. R. Quinn. Thin disc, thick disc and halo in a simulated galaxy. *MNRAS*, 426 :690–700, October 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21738.x. [70](#)
- A. G. A. Brown, H. M. Velázquez, and L. A. Aguilar. Detection of satellite remnants in the Galactic Halo with Gaia- I. The effect of the Galactic background, observational errors and sampling. *MNRAS*, 359 :1287–1305, June 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09013.x. [70](#), [72](#), [73](#)
- J. S. Bullock and K. V. Johnston. Tracing Galaxy Formation with Stellar Halos. I. Methods. *ApJ*, 635 :931–949, December 2005. doi : 10.1086/497422. [70](#)
- D. Carollo, T. C. Beers, Y. S. Lee, M. Chiba, J. E. Norris, R. Wilhelm, T. Sivarani, B. Marsteller, J. A. Munn, C. A. L. Bailer-Jones, P. R. Fiorentin, and D. G. York. Two stellar components in the halo of the Milky Way. *Nature*, 450 :1020–1025, December 2007. doi : 10.1038/nature06460. [72](#)
- S. Casertano and P. Hut. Core radius and density measurements in N-body experiments Connections with theoretical and observational definitions. *ApJ*, 298 :80–94, November 1985. doi : 10.1086/163589. [77](#)
- M. Chiba and T. C. Beers. Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. III. Formation of the Stellar Halo and Thick Disk as Revealed from a Large Sample of Nonkinematically Selected Stars. *AJ*, 119 :2843–2865, June 2000. doi : 10.1086/301409. [91](#)
- J.-H. Choi, M. D. Weinberg, and N. Katz. The dynamics of tidal tails from massive satellites. *MNRAS*, 381 :987–1000, November 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12313.x. [70](#)
- M. Cirasuolo, J. Afonso, R. Bender, P. Bonifacio, C. Evans, L. Kaper, E. Oliva, L. Vanzì, M. Abreu, E. Atad-Ettdgui, C. Babusiaux, F. E. Bauer, P. Best, N. Bezawada, I. R. Bryson, A. Cabral, K. Caputi, M. Centrone, F. Chemla, A. Cimatti, M.-R. Cioni, G. Clementini, J. Coelho, E. Daddi, J. S. Dunlop, S. Feltzing, A. Ferguson, H. Flores, A. Fontana,

- J. Fynbo, B. Garilli, A. M. Glauser, I. Guinouard, J.-F. Hammer, P. R. Hastings, H.-J. Hess, R. J. Ivison, P. Jagourel, M. Jarvis, G. Kauffman, A. Lawrence, D. Lee, G. Li Causi, S. Lilly, D. Lorenzetti, R. Maiolino, F. Mannucci, R. McLure, D. Minniti, D. Montgomery, B. Muschiello, K. Nandra, R. Navarro, P. Norberg, L. Origlia, N. Padilla, J. Peacock, F. Pedicini, L. Pentericci, J. Pragt, M. Puech, S. Randich, A. Renzini, N. Ryde, M. Rodrigues, F. Royer, R. Saglia, A. Sánchez, H. Schnetler, D. Sobral, R. Speziali, S. Todd, E. Tolstoy, M. Torres, L. Venema, F. Vitali, M. Wegner, M. Wells, V. Wild, and G. Wright. MOONS : a multi-object optical and near-infrared spectrograph for the VLT. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84460S, September 2012. doi : 10.1117/12.925871. 69
- A. P. Cooper, S. Cole, C. S. Frenk, S. D. M. White, J. Helly, A. J. Benson, G. De Lucia, A. Helmi, A. Jenkins, J. F. Navarro, V. Springel, and J. Wang. Galactic stellar haloes in the CDM model. *MNRAS*, 406 :744–766, August 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16740.x. 70
- A. P. Cooper, O. H. Parry, B. Lowing, S. Cole, and C. Frenk. Formation of in situ stellar haloes in Milky Way-mass galaxies. *MNRAS*, 454 :3185–3199, December 2015. doi : 10.1093/mnras/stv2057. 73, 80, 106
- G. Dalton, S. C. Trager, D. C. Abrams, D. Carter, P. Bonifacio, J. A. L. Aguerri, M. MacIntosh, C. Evans, I. Lewis, R. Navarro, T. Agocs, K. Dee, S. Rousset, I. Tosh, K. Middleton, J. Pragt, D. Terrett, M. Brock, C. Benn, M. Verheijen, D. Cano Infantes, C. Bevil, I. Steele, C. Mottram, S. Bates, F. J. Gribbin, J. Rey, L. F. Rodriguez, J. M. Delgado, I. Guinouard, N. Walton, M. J. Irwin, P. Jagourel, R. Stuik, G. Gerlofsma, R. Roelfsma, I. Skillen, A. Ridings, M. Balcells, J.-B. Daban, C. Gouvret, L. Venema, and P. Girard. WEAVE : the next generation wide-field spectroscopy facility for the William Herschel Telescope. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84460P, September 2012. doi : 10.1117/12.925950. 69
- T. J. L. de Boer, E. Tolstoy, V. Hill, A. Saha, E. W. Olszewski, M. Mateo, E. Starkenburg, G. Battaglia, and M. G. Walker. The star formation and chemical evolution history of the Fornax dwarf spheroidal galaxy. *A&A*, 544 :A73, August 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219547. 103
- R. S. de Jong, O. Bellido-Tirado, C. Chiappini, É. Depagne, R. Haynes, D. Johl, O. Schnurr, A. Schwobe, J. Walcher, F. Dionies, D. Haynes, A. Kelz, F. S. Kitaura, G. Lamer, I. Minchev, V. Müller, S. E. Nuza, J.-C. Olaya, T. Piffl, E. Popow, M. Steinmetz, U. Ural, M. Williams, R. Winkler, L. Wisotzki, W. R. Ansorge, M. Banerji, E. Gonzalez Solares, M. Irwin, R. C. Kennicutt, D. King, R. G. McMahon, S. Koposov, I. R. Parry, D. Sun, N. A. Walton, G. Finger, O. Iwert, M. Krumpe, J.-L. Lizon, M. Vincenzo, J.-P. Amans, P. Bonifacio, M. Cohen, P. Francois, P. Jagourel, S. B. Mignot, F. Royer, P. Sartoretti, R. Bender, F. Grupp, H.-J. Hess, F. Lang-Bardl, B. Muschiello, H. Böhringer, T. Boller, A. Bongiorno, M. Brusa, T. Dwelly, A. Merloni, K. Nandra, M. Salvato, J. H. Pragt, R. Navarro, G. Gerlofsma, R. Roelfsema, G. B. Dalton, K. F. Middleton, I. A. Tosh, C. Boeche, E. Caffau, N. Christlieb, E. K. Grebel, C. Hansen, A. Koch, H.-G. Ludwig, A. Quirrenbach, L. Sbordone, W. Seifert, G. Thimm, T. Trifonov, A. Helmi, S. C. Trager, S. Feltzing, A. Korn, and W. Boland. 4MOST : 4-metre multi-object spectroscopic telescope. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84460T, September 2012. doi : 10.1117/12.926239. 69

- G. De Lucia and A. Helmi. The Galaxy and its stellar halo : insights on their formation from a hybrid cosmological approach. *MNRAS*, 391 :14–31, November 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13862.x. [70](#), [108](#)
- G. M. De Silva, K. C. Freeman, J. Bland-Hawthorn, S. Martell, E. W. de Boer, M. Asplund, S. Keller, S. Sharma, D. B. Zucker, T. Zwitter, B. Anguiano, C. Bacigalupo, D. Bayliss, M. A. Beavis, M. Bergemann, S. Campbell, R. Cannon, D. Carollo, L. Casagrande, A. R. Casey, G. Da Costa, V. D’Orazi, A. Dotter, L. Duong, A. Heger, M. J. Ireland, P. R. Kafle, J. Kos, J. Lattanzio, G. F. Lewis, J. Lin, K. Lind, U. Munari, D. M. Nataf, S. O’Toole, Q. Parker, W. Reid, K. J. Schlesinger, A. Sheinis, J. D. Simpson, D. Stello, Y.-S. Ting, G. Travençolo, F. Watson, R. Wittenmyer, D. Yong, and M. Žerjal. The GALAH survey : scientific motivation. *MNRAS*, 449 :2604–2617, May 2015. doi : 10.1093/mnras/stv327. [69](#)
- A. J. Deason, Y.-Y. Mao, and R. H. Wechsler. The Eating Habits of Milky Way-mass Halos : Destroyed Dwarf Satellites and the Metallicity Distribution of Accreted Stars. *ApJ*, 821 : 5, April 2016. doi : 10.3847/0004-637X/821/1/5. [70](#), [108](#)
- C. Dettbarn, B. Fuchs, C. Flynn, and M. Williams. Signatures of star streams in the phase space distribution of nearby halo stars. *A&A*, 474 :857–861, November 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077463. [91](#)
- P. Di Matteo. The Disc Origin of the Milky Way Bulge. *PASA*, 33 :e027, June 2016. doi : 10.1017/pasa.2016.11. [75](#)
- P. Di Matteo, M. D. Lehnert, Y. Qu, and W. van Driel. The formation of a thick disk through the heating of a thin disk : Agreement with orbital eccentricities of stars in the solar neighborhood. *A&A*, 525 :L3, January 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015822. [80](#)
- D. J. Eisenstein, D. H. Weinberg, E. Agol, H. Aihara, C. Allende Prieto, S. F. Anderson, J. A. Arns, É. Aubourg, S. Bailey, E. Balbinot, and et al. SDSS-III : Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way, and Extra-Solar Planetary Systems. *AJ*, 142 :72, September 2011. doi : 10.1088/0004-6256/142/3/72. [69](#)
- C. G. Few, S. Courty, B. K. Gibson, L. Michel-Dansac, and F. Calura. Chemodynamics of a simulated disc galaxy : initial mass functions and Type Ia supernova progenitors. *MNRAS*, 444 :3845–3862, November 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1709. [108](#)
- A. S. Font, K. V. Johnston, J. S. Bullock, and B. E. Robertson. Phase-Space Distributions of Chemical Abundances in Milky Way-Type Galaxy Halos. *ApJ*, 646 :886–898, August 2006. doi : 10.1086/505131. [70](#), [71](#), [73](#)
- A. S. Font, I. G. McCarthy, R. A. Crain, T. Theuns, J. Schaye, R. P. C. Wiersma, and C. Dalla Vecchia. Cosmological simulations of the formation of the stellar haloes around disc galaxies. *MNRAS*, 416 :2802–2820, October 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19227.x. [70](#), [73](#), [80](#), [106](#)
- B. K. Gibson, K. Pilkington, C. B. Brook, G. S. Stinson, and J. Bailin. Constraining sub-grid physics with high-redshift spatially-resolved metallicity distributions. *A&A*, 554 :A47, June 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321239. [108](#)
- G. Gilmore, S. Randich, M. Asplund, J. Binney, P. Bonifacio, J. Drew, S. Feltzing, A. Ferguson, R. Jeffries, G. Micela, and et al. The Gaia-ESO Public Spectroscopic Survey. *The Messenger*, 147 :25–31, March 2012. [69](#)

- F. A. Gómez and A. Helmi. On the identification of substructure in phase space using orbital frequencies. *MNRAS*, 401 :2285–2298, February 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15841.x. [70](#), [72](#)
- F. A. Gómez, A. Helmi, A. G. A. Brown, and Y.-S. Li. On the identification of merger debris in the Gaia era. *MNRAS*, 408 :935–946, October 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17225.x. [72](#)
- F. A. Gómez, I. Minchev, Á. Villalobos, B. W. O’Shea, and M. E. K. Williams. Signatures of minor mergers in Milky Way like disc kinematics : ringing revisited. *MNRAS*, 419 : 2163–2172, January 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19867.x. [80](#), [104](#), [112](#)
- F. A. Gómez, A. Helmi, A. P. Cooper, C. S. Frenk, J. F. Navarro, and S. D. M. White. Streams in the Aquarius stellar haloes. *MNRAS*, 436 :3602–3613, December 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1838. [70](#), [73](#)
- A. Gould. An Upper Limit on the Granularity of the Local Stellar Halo. *ApJ*, 592 :L63–L66, August 2003. doi : 10.1086/377525. [71](#), [112](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz, and A. Gómez. The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk. *A&A*, 560 :A109, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321397. [75](#), [108](#)
- A. Helmi. The stellar halo of the Galaxy. *A&A Rev.*, 15 :145–188, June 2008. doi : 10.1007/s00159-008-0009-6. [99](#), [100](#)
- A. Helmi and P. T. de Zeeuw. Mapping the substructure in the Galactic halo with the next generation of astrometric satellites. *MNRAS*, 319 :657–665, December 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03895.x. [70](#), [72](#), [77](#)
- A. Helmi, S. D. M. White, P. T. de Zeeuw, and H. Zhao. Debris streams in the solar neighbourhood as relicts from the formation of the Milky Way. *Nature*, 402 :53–55, November 1999. doi : 10.1038/46980. [70](#), [71](#), [72](#), [91](#), [95](#), [99](#), [100](#), [103](#), [105](#), [112](#)
- A. Helmi, S. D. M. White, and V. Springel. The phase-space structure of cold dark matter haloes : insights into the Galactic halo. *MNRAS*, 339 :834–848, March 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06227.x. [70](#)
- A. Helmi, J. F. Navarro, B. Nordström, J. Holmberg, M. G. Abadi, and M. Steinmetz. Pieces of the puzzle : ancient substructure in the Galactic disc. *MNRAS*, 365 :1309–1323, February 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09818.x. [70](#), [71](#), [73](#), [103](#), [104](#), [105](#), [112](#)
- R. Ibata, M. Irwin, G. E. Lewis, and A. Stolte. Galactic Halo Substructure in the Sloan Digital Sky Survey : The Ancient Tidal Stream from the Sagittarius Dwarf Galaxy. *ApJ*, 547 : L133–L136, February 2001. doi : 10.1086/318894. [70](#)
- R. A. Ibata, G. Gilmore, and M. J. Irwin. A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370 : 194–196, July 1994. doi : 10.1038/370194a0. [70](#)
- A. A. Kepley, H. L. Morrison, A. Helmi, T. D. Kinman, J. Van Duyne, J. C. Martin, P. Harding, J. E. Norris, and K. C. Freeman. Halo Star Streams in the Solar Neighborhood. *AJ*, 134 : 1579–1595, October 2007. doi : 10.1086/521429. [71](#), [72](#), [91](#), [95](#), [99](#), [100](#), [103](#), [105](#), [112](#)

- R. Klement, B. Fuchs, and H.-W. Rix. Identifying Stellar Streams in the First RAVE Public Data Release. *ApJ*, 685 :261–271, September 2008. doi : 10.1086/590139. [99](#)
- R. Klement, H.-W. Rix, C. Flynn, B. Fuchs, T. C. Beers, C. Allende Prieto, D. Bizyaev, H. Brewington, Y. S. Lee, E. Malanushenko, V. Malanushenko, D. Oravetz, K. Pan, P. Re Fiorentin, A. Simmons, and S. Snedden. Halo Streams in the Seventh Sloan Digital Sky Survey Data Release. *ApJ*, 698 :865–894, June 2009. doi : 10.1088/0004-637X/698/1/865. [70](#), [71](#), [91](#)
- R. J. Klement. Halo streams in the solar neighborhood. *A&A Rev.*, 18 :567–594, October 2010. doi : 10.1007/s00159-010-0034-0. [70](#)
- A. Knebe, S. P. D. Gill, D. Kawata, and B. K. Gibson. Mapping substructures in dark matter haloes. *MNRAS*, 357 :L35–L39, February 2005. doi : 10.1111/j.1745-3933.2005.08666.x. [70](#), [71](#), [73](#)
- G. Kordopatis, G. Gilmore, M. Steinmetz, C. Boeche, G. M. Seabroke, A. Siebert, T. Zwitter, J. Binney, P. de Laverny, A. Recio-Blanco, M. E. K. Williams, T. Piffl, H. Enke, S. Roeser, A. Bijaoui, R. F. G. Wyse, K. Freeman, U. Munari, I. Carrillo, B. Anguiano, D. Burton, R. Campbell, C. J. P. Cass, K. Fiegert, M. Hartley, Q. A. Parker, W. Reid, A. Ritter, K. S. Russell, M. Stupar, F. G. Watson, O. Bienaymé, J. Bland-Hawthorn, O. Gerhard, B. K. Gibson, E. K. Grebel, A. Helmi, J. F. Navarro, C. Conrad, B. Famaey, C. Faure, A. Just, J. Kos, G. Matijevič, P. J. McMillan, I. Minchev, R. Scholz, S. Sharma, A. Siviero, E. W. de Boer, and M. Žerjal. The Radial Velocity Experiment (RAVE) : Fourth Data Release. *AJ*, 146 :134, November 2013. doi : 10.1088/0004-6256/146/5/134. [69](#)
- S. R. Majewski, J. C. Wilson, F. Hearty, R. R. Schiavon, and M. F. Skrutskie. The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) in Sloan Digital Sky Survey III (SDSS-III). In K. Cunha, M. Spite, and B. Barbuy, editors, *Chemical Abundances in the Universe : Connecting First Stars to Planets*, volume 265 of *IAU Symposium*, pages 480–481, March 2010. doi : 10.1017/S1743921310001298. [69](#)
- I. G. McCarthy, A. S. Font, R. A. Crain, A. J. Deason, J. Schaye, and T. Theuns. Global structure and kinematics of stellar haloes in cosmological hydrodynamic simulations. *MNRAS*, 420 :2245–2262, March 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20189.x. [73](#), [80](#), [106](#)
- A. Meza, J. F. Navarro, M. G. Abadi, and M. Steinmetz. Accretion relics in the solar neighbourhood : debris from  $\omega$ Cen’s parent galaxy. *MNRAS*, 359 :93–103, May 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.08869.x. [71](#), [73](#)
- H. L. Morrison, A. Helmi, J. Sun, P. Liu, R. Gu, J. E. Norris, P. Harding, T. D. Kinman, A. A. Kepley, K. C. Freeman, M. Williams, and J. Van Duyne. Fashionably Late? Building Up The Milky Way’S Inner Halo. *ApJ*, 694 :130–143, March 2009. doi : 10.1088/0004-637X/694/1/130. [70](#), [71](#), [105](#), [112](#)
- P. E. Nissen. High-precision abundances of Sc, Mn, Cu, and Ba in solar twins. Trends of element ratios with stellar age. *ArXiv e-prints*, June 2016. [108](#)
- P. E. Nissen and W. J. Schuster. Two distinct halo populations in the solar neighborhood. Evidence from stellar abundance ratios and kinematics. *A&A*, 511 :L10, February 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913877. [70](#), [89](#), [105](#), [108](#)



- M. A. C. Perryman, K. S. de Boer, G. Gilmore, E. Høg, M. G. Lattanzi, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, O. Pace, and P. T. de Zeeuw. GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy. *A&A*, 369 :339–363, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010085. [69](#)
- A. Pillepich, P. Madau, and L. Mayer. Building Late-type Spiral Galaxies by In-situ and Ex-situ Star Formation. *ApJ*, 799 :184, February 2015. doi : 10.1088/0004-637X/799/2/184. [70](#)
- C. W. Purcell, J. S. Bullock, and S. Kazantzidis. Heated disc stars in the stellar halo. *MNRAS*, 404 :1711–1718, June 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16429.x. [73](#), [80](#), [106](#)
- Y. Qu, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, and W. van Driel. Characteristics of thick disks formed through minor mergers : stellar excesses and scale lengths. *A&A*, 530 :A10, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015224. [73](#), [80](#), [106](#)
- P. J. Quinn, L. Hernquist, and D. P. Fullagar. Heating of galactic disks by mergers. *ApJ*, 403 : 74–93, January 1993. doi : 10.1086/172184. [80](#)
- P. Re Fiorentin, A. Helmi, M. G. Lattanzi, and A. Spagna. Structure in the motions of the fastest halo stars. *A&A*, 439 :551–558, August 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20052911. [91](#), [105](#)
- P. Re Fiorentin, M. G. Lattanzi, A. Spagna, and A. Curir. New Signatures of the Milky Way Formation in the Local Halo and Inner-halo Streamers in the Era of Gaia. *AJ*, 150 :128, October 2015. doi : 10.1088/0004-6256/150/4/128. [70](#), [71](#), [73](#), [91](#), [95](#), [105](#), [112](#)
- J. I. Read, G. Lake, O. Agertz, and V. P. Debattista. Thin, thick and dark discs in  $\Lambda$ CDM. *MNRAS*, 389 :1041–1057, September 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13643.x. [108](#)
- S. A. Rodionov, E. Athanassoula, and N. Y. Sotnikova. An iterative method for constructing equilibrium phase models of stellar systems. *MNRAS*, 392 :904–916, January 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14110.x. [76](#)
- V. Rodriguez-Gomez, A. Pillepich, L. V. Sales, S. Genel, M. Vogelsberger, Q. Zhu, S. Wellons, D. Nelson, P. Torrey, V. Springel, C.-P. Ma, and L. Hernquist. The stellar mass assembly of galaxies in the Illustris simulation : growth by mergers and the spatial distribution of accreted stars. *MNRAS*, 458 :2371–2390, May 2016. doi : 10.1093/mnras/stw456. [70](#)
- G. R. Ruchti, J. I. Read, S. Feltzing, A. Pipino, and T. Bensby. The hunt for the Milky Way’s accreted disc. *MNRAS*, 444 :515–526, October 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1435. [73](#), [90](#)
- G. R. Ruchti, J. I. Read, S. Feltzing, A. M. Serenelli, P. McMillan, K. Lind, T. Bensby, M. Bergemann, M. Asplund, A. Vallenari, E. Flaccomio, E. Pancino, A. J. Korn, A. Recio-Blanco, A. Bayo, G. Carraro, M. T. Costado, F. Damiani, U. Heiter, A. Hourihane, P. Jofré, G. Kordopatis, C. Lardo, P. de Laverny, L. Monaco, L. Morbidelli, L. Sbordone, C. C. Worley, and S. Zaggia. The Gaia-ESO Survey : a quiescent Milky Way with no significant dark/stellar accreted disc. *MNRAS*, 450 :2874–2887, July 2015. doi : 10.1093/mnras/stv807. [73](#), [90](#)
- B. Semelin and F. Combes. Formation and evolution of galactic disks with a multiphase numerical model. *A&A*, 388 :826–841, June 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020547. [76](#)

- A. Siebert, M. E. K. Williams, A. Siviero, W. Reid, C. Boeche, M. Steinmetz, J. Fulbright, U. Munari, T. Zwitter, F. G. Watson, R. F. G. Wyse, R. S. de Jong, H. Enke, B. Anguiano, D. Burton, C. J. P. Cass, K. Fiegert, M. Hartley, A. Ritter, K. S. Russel, M. Stupar, O. Bienaymé, K. C. Freeman, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, J. F. Navarro, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, R. Campbell, B. Famaey, O. Gerhard, B. K. Gibson, G. Matijević, Q. A. Parker, G. M. Seabroke, S. Sharma, M. C. Smith, and E. Wylie-de Boer. The Radial Velocity Experiment (RAVE) : Third Data Release. *AJ*, 141 :187, June 2011. doi : 10.1088/0004-6256/141/6/187. [69](#)
- M. C. Smith. Kinematically Detected Halo Streams. In H. J. Newberg and J. L. Carlin, editors, *Astrophysics and Space Science Library*, volume 420 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 113, 2016. doi : 10.1007/978-3-319-19336-6\_5. [70](#), [99](#)
- M. C. Smith, N. W. Evans, V. Belokurov, P. C. Hewett, D. M. Bramich, G. Gilmore, M. J. Irwin, S. Vidrih, and D. B. Zucker. Kinematics of SDSS subdwarfs : structure and substructure of the Milky Way halo. *MNRAS*, 399 :1223–1237, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15391.x. [70](#), [71](#), [91](#), [95](#), [105](#)
- O. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz, and A. Gómez. Reconstructing the star formation history of the Milky Way disc(s) from chemical abundances. *A&A*, 578 :A87, June 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424281. [108](#)
- O. N. Snaith, J. Bailin, B. K. Gibson, E. F. Bell, G. Stinson, M. Valluri, J. Wadsley, and H. Couchman. The history of stellar metallicity in a simulated disc galaxy. *MNRAS*, 456 :3119–3141, March 2016. doi : 10.1093/mnras/stv2788. [108](#)
- J. Sobeck, S. Majewski, F. Hearty, R. P. Schiavon, J. A. Holtzman, J. Johnson, P. M. Frinchaboy, M. F. Skrutskie, R. Munoz, M. H. Pinsonneault, D. L. Nidever, G. Zasowski, A. Garcia Perez, D. Fabbian, A. Meza Cofre, K. M. Cunha, V. V. Smith, C. Chiappini, T. C. Beers, M. Steinmetz, F. Anders, D. Bizyaev, A. Roman, S. W. Fleming, J. D. Crane, and SDSS-IV/APOGEE-2 Collaboration. APOGEE-2 : The Second Phase of the Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment in SDSS-IV. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #223*, volume 223 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 440.06, January 2014. [69](#)
- L. Spina, J. Meléndez, A. I. Karakas, I. Ramírez, T. R. Monroe, M. Asplund, and D. Yong. The nucleosynthetic history of elements in the Galactic disk : [X/Fe] - age relations from high-precision spectroscopy. *ArXiv e-prints*, June 2016. [108](#)
- M. Steinmetz, T. Zwitter, A. Siebert, F. G. Watson, K. C. Freeman, U. Munari, R. Campbell, M. Williams, G. M. Seabroke, R. F. G. Wyse, Q. A. Parker, O. Bienaymé, S. Roeser, B. K. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, J. F. Navarro, D. Burton, C. J. P. Cass, J. A. Dawe, K. Fiegert, M. Hartley, K. S. Russell, W. Saunders, H. Enke, J. Bailin, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, C. Boeche, W. Dehnen, D. J. Eisenstein, N. W. Evans, M. Fiorucci, J. P. Fulbright, O. Gerhard, U. Jauregi, A. Kelz, L. Mijović, I. Minchev, G. Parmentier, J. Peñarrubia, A. C. Quillen, M. A. Read, G. Ruchti, R.-D. Scholz, A. Siviero, M. C. Smith, R. Sordo, L. Veltz, S. Vidrih, R. von Berlepsch, B. J. Boyle, and E. Schilbach. The Radial Velocity Experiment (RAVE) : First Data Release. *AJ*, 132 :1645–1668, October 2006. doi : 10.1086/506564. [69](#)
- K. R. Stewart, J. S. Bullock, R. H. Wechsler, A. H. Maller, and A. R. Zentner. Merger Histories of Galaxy Halos and Implications for Disk Survival. *ApJ*, 683 :597-610, August 2008. doi : 10.1086/588579. [70](#), [108](#)

- P. B. Tissera, S. D. M. White, and C. Scannapieco. Chemical signatures of formation processes in the stellar populations of simulated galaxies. *MNRAS*, 420 :255–270, February 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20028.x. [107](#)
- Á. Villalobos and A. Helmi. Simulations of minor mergers - I. General properties of thick discs. *MNRAS*, 391 :1806–1827, December 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13979.x. [80](#)
- Á. Villalobos and A. Helmi. Simulations of minor mergers - II. The phase-space structure of thick discs. *MNRAS*, 399 :166–176, October 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15085.x. [80](#)
- I. R. Walker, J. C. Mihos, and L. Hernquist. Quantifying the Fragility of Galactic Disks in Minor Mergers. *ApJ*, 460 :121, March 1996. doi : 10.1086/176956. [80](#)
- S. D. M. White and M. J. Rees. Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS*, 183 :341–358, May 1978. doi : 10.1093/mnras/183.3.341. [69](#)
- A. Zolotov, B. Willman, A. M. Brooks, F. Governato, C. B. Brook, D. W. Hogg, T. Quinn, and G. Stinson. The Dual Origin of Stellar Halos. *ApJ*, 702 :1058–1067, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/702/2/1058. [73](#), [80](#), [106](#)
- T. Zwitter, A. Siebert, U. Munari, K. C. Freeman, A. Siviero, F. G. Watson, J. P. Fulbright, R. F. G. Wyse, R. Campbell, G. M. Seabroke, M. Williams, M. Steinmetz, O. Bienaymé, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, J. F. Navarro, B. Anguiano, C. Boeche, D. Burton, P. Cass, J. Dawe, K. Fiegert, M. Hartley, K. Russell, L. Veltz, J. Bailin, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, A. Brown, W. Dehnen, N. W. Evans, P. Re Fiorentin, M. Fiorucci, O. Gerhard, B. Gibson, A. Kelz, K. Kuijken, G. Matijevič, I. Minchev, Q. A. Parker, J. Peñarrubia, A. Quillen, M. A. Read, W. Reid, S. Roeser, G. Ruchti, R.-D. Scholz, M. C. Smith, R. Sordo, E. Tolstoj, L. Tomasella, S. Vidrih, and E. Wylie-de Boer. The Radial Velocity Experiment (RAVE) : Second Data Release. *AJ*, 136 :421–451, July 2008. doi : 10.1088/0004-6256/136/1/421. [69](#)

# Chapitre 4

## Les amas globulaires simulés

### Sommaire

---

<a href="#">4.1 Introduction</a> . . . . .	123
<a href="#">4.2 Méthodes numériques et données observationnelles</a> . . . . .	129
<a href="#">4.3 La galaxie isolée, évolution séculaire du système d'amas globulaires</a> . . .	134
<a href="#">4.4 Les galaxies en interactions, amas in-situ et amas accrétés</a> . . . . .	139
<a href="#">4.5 Conclusions</a> . . . . .	164

---

### 4.1 Introduction

Les amas globulaires sont des systèmes compacts que la luminosité rend aisément détectables par photométrie à plus de 100 kpc du centre de la Galaxie. Leurs âges (pour la plupart  $\geq 10$  Gyr) font d'eux des objets parmi les plus vieux de l'univers. Les amas globulaires sont donc des témoins de la formation et de l'évolution des galaxies et leurs propriétés physiques contiennent de précieuses informations (Searle and Zinn [1978]; Harris [1991]; Ashman and Zepf [1998]; West et al. [2004]). La plupart des galaxies massives possède plusieurs centaines d'amas globulaires (M31, Barmby et al. [2000]). La Voie Lactée contient un système de 157 amas globulaires identifiés dont il est estimé qu'environ 60% - 75% se sont formés in-situ (Mackey and Gilmore [2004]; Forbes and Bridges [2010]). Pour la fraction restante, leur distribution spatiale, cinématique, métallicité, abondance chimique et âge suggèrent une origine extragalactique, ce sont les amas dits accrétés (Zinn [1993]; Mackey and Gilmore [2004]; Marín-Franch et al. [2009]; Forbes and Bridges [2010]). La différenciation de l'origine des amas globulaires (accrétés ou in-situ) de la Galaxie n'est pas tâche facile, néanmoins elle est un élément important pour la reconstruction de l'histoire de formation de la Voie Lactée, et de son évolution dans les premiers milliards d'années.

En effet, dans le modèle de formation hiérarchique des structures, les galaxies massives comme la Voie Lactée se sont formées par fusions répétées avec des galaxies plus petites (White and Rees [1978]; Moore et al. [1999]), qui peuvent contenir, elles aussi, comme la Voie Lactée, leur système d'amas globulaires. Lors du processus d'accrétion, alors que les galaxies satellites sont déchirées par les effets de marée exercés par le potentiel galactique, la densité élevée de certains des amas qui les peuplent leur permettrait de survivre (Peñarrubia et al. [2009]) et d'enrichir la population d'amas globulaires, in-situ, préexistante au sein de la Galaxie (Searle and Zinn [1978]; Abadi et al. [2006]). Une

des premières preuves qu'une partie des amas globulaires de la Voie Lactée a une origine extragalactique est fournie dans le travail de [Bellazzini et al. \[2003\]](#) : en comparant les positions et vitesses radiales de tous les amas globulaires galactiques ayant des distances au centre galactique entre 10 et 40 kpc avec l'orbite de la galaxie naine du Sagittaire ([Ibata et al. \[1994\]](#); [Ibata et al. \[1997\]](#)), ils concluent qu'environ 20% de la population d'amas du halo pourrait avoir été originairement liée à la galaxie du Sagittaire et ensuite accrétée dans notre Galaxie.

D'autres travaux suggèrent également un apport d'amas globulaires d'origine extragalactique au système d'amas globulaires galactiques (liés à Sagittaire : [Da Costa and Armandroff \[1995\]](#); [Martínez-Delgado et al. \[2002\]](#); [Law and Majewski \[2010\]](#), liés à Canis Major : [Martin et al. \[2003\]](#)).

Les signatures qui ont été utilisées pour discriminer l'origine accrétée ou in-situ des amas globulaires sont basées sur l'étude des paramètres structuraux tels que la taille et la luminosité ([Mackey and van den Bergh \[2005\]](#)), l'abondance chimique et l'âge ([Pritzl et al. \[2005\]](#); [Forbes and Bridges \[2010\]](#); [Leaman et al. \[2013\]](#)), la distribution spatiale ([Bellazzini et al. \[2003\]](#); [Martin et al. \[2003\]](#)) et la cinématique ([Dinescu et al. \[2002\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#)).

Certaines méthodes de détection des débris d'évènement d'accrétion viennent de l'idée générale que les courants stellaires restent alignés le long du chemin orbital de leur satellite progéniteur ([Johnston et al. \[1996\]](#); [Johnston et al. \[1999\]](#); [Ibata et al. \[2001\]](#); [Johnston et al. \[1996\]](#); [Mayer et al. \[2001\]](#)). En conséquence, les analyses de la distribution spatiale et de la cinématique sont au coeur de ces méthodes. De plus en plus de travaux ([Dinescu et al. \[2002\]](#); [Smith et al. \[2009\]](#)) confirment l'identification de courants stellaires à travers leurs possibles association avec des amas globulaires d'origine extragalactique. En effet, au même titre que les étoiles, les amas globulaires sont également des débris d'accrétion et doivent partager avec ces dernières certaines propriétés physiques. Toujours est-il que les diverses méthodes pour identifier les courants stellaires sont encore peu appliquées aux amas globulaires alors que simultanément les travaux pour différencier les amas accrétés des amas in-situ sont nombreux ([Mackey and Gilmore \[2004\]](#); [Forbes and Bridges \[2010\]](#)). Nous proposons donc d'analyser ou de revisiter certains diagnostics sur la détection des débris d'accrétion au profit des amas globulaires. Ci-dessous, nous résumons certaines méthodes qui seront la substance principale de ce chapitre.

#### 4.1.0.1 Distribution spatiale du système d'amas globulaires galactiques

L'analyse de la distribution spatiale est le premier pas pour examiner l'origine des amas globulaires. La distance de l'amas au centre galactique peut suggérer certaines affiliations. Par exemple, la majorité des amas situés à des distances  $R_{gc}$ <sup>1</sup> du centre galactique supérieures à 15 kpc sont membres d'un sous-système appelé *halo jeune*<sup>2</sup> et leurs propriétés physiques (âge, cinématique, morphologie de la branche horizontale, propriétés orbitales, luminosité, taille) sont en accord avec les attentes de scénarios d'accrétion ([Mackey and Gilmore \[2004\]](#); [Mackey and van den Bergh \[2005\]](#); [Marín-Franch et al. \[2009\]](#); [Forbes and Bridges \[2010\]](#); [Dotter et al. \[2011\]](#); [Keller et al. \[2012\]](#)). D'autres travaux ([Abadi et al. \[2006\]](#); [Zolotov et al. \[2009\]](#)) ont d'ailleurs suggéré que les amas accrétés

1. La distance au centre galactique  $R_{gc}$  est définie par  $R_{gc} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  où  $x, y, z$  sont les coordonnées cartésiennes dans un référentiel Galactocentrique

2. Dans le diagramme  $HBtype - [Fe/H]$ , les amas membres du halo jeune (dit *young halo*) sont identifiés selon leurs positions par rapport à la ligne de référence qui exprime une relation étroite entre l'index qui caractérise la morphologie de la branche horizontale (HB type) et la métallicité ( $[Fe/H]$ ).

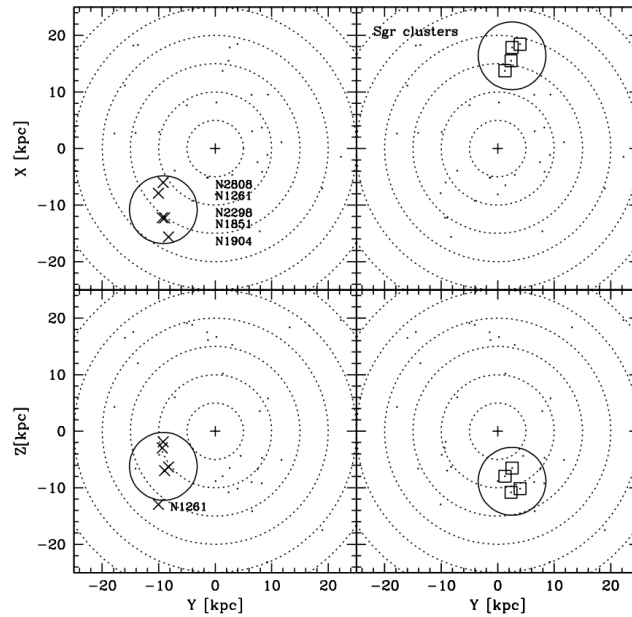


FIGURE 4.1 – Fig. 11 de [Martin et al. \[2003\]](#). Comparaison de la distribution spatiale d’un groupe d’amas globulaires (NGC 1851, 1904, 2298, 2808 et 1261; panneaux de gauche) et des amas globulaires associés au corps principal de la galaxie naine du Sagittaire (M 54, Ter 7, Ter 8 et Arp 2; panneaux de droite). Les plans  $(x, y)$  (panneaux du haut) et  $(y, z)$  (panneaux du bas) montrent les positions des amas dans un référentiel Galactocentrique. Dans ce système de coordonnées, le centre galactique est placé à  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  kpc et le Soleil à  $(x, y, z) = (-8, 0, 0)$  kpc. La petite croix indique le centre de la Galaxie et les cercles en pointillés ont des rayons de  $R_{gc} = 5$  à  $R_{gc} = 30$  par pas de 5 kpc. Les deux groupes d’amas globulaires sont entourés par un cercle de 6 kpc de rayon, tracé avec une ligne pleine.

dominant en nombre le halo stellaire de la Galaxie. A contrario, la discrimination sur l’origine est moins évidente pour les amas situés dans les régions internes de la Voie Lactée et nécessite l’analyse de quantités supplémentaires telles que la métallicité, la masse, la cinématique ([Minniti \[1995\]](#); [Burkert and Smith \[1997\]](#); [Barbuy et al. \[1998\]](#); [Côté \[1999\]](#); [VandenBerg \[2000\]](#); [Dinescu et al. \[2003\]](#)). La présence de plusieurs amas dans une région restreinte de l’espace permet également de suspecter une origine commune (Fig. 4.1). Cette hypothèse émerge des travaux de [Bellazzini et al. \[2003\]](#) sur l’étude de corrélations entre la distribution spatiale des amas globulaires du halo et le trajet orbital suivi par la galaxie naine du Sagittaire. Par la suite, [Martin et al. \[2003\]](#) étudient quatre amas globulaires confinés dans une sphère de 6 kpc de rayon à 15 kpc du centre galactique. Leurs résultats montrent que ces amas partagent la même cinématique et sont positionnés sur une structure stellaire associée à Canis Major. Ils en concluent que ces amas sont des débris du système d’amas globulaires de Canis Major. L’association d’amas globulaires aux débris de marées est également un indice d’une origine extragalactique (Fig. 4.2). A partir du survey PANdAS (Pan-Andromeda Archaeological Survey), [Mackey et al. \[2007\]](#) montrent que la distribution spatiale de 80% des amas globulaires situés dans le halo externe de la galaxie d’Andromède (M31) coïncide avec des débris de marées observés sous la forme de courants stellaires. Les auteurs concluent que le système d’amas globulaires du halo externe de M31 s’est construit via l’accrétion de galaxies satellites. D’autres travaux soutiennent cette conclusion ([Veljanoski et al. \[2014\]](#)).

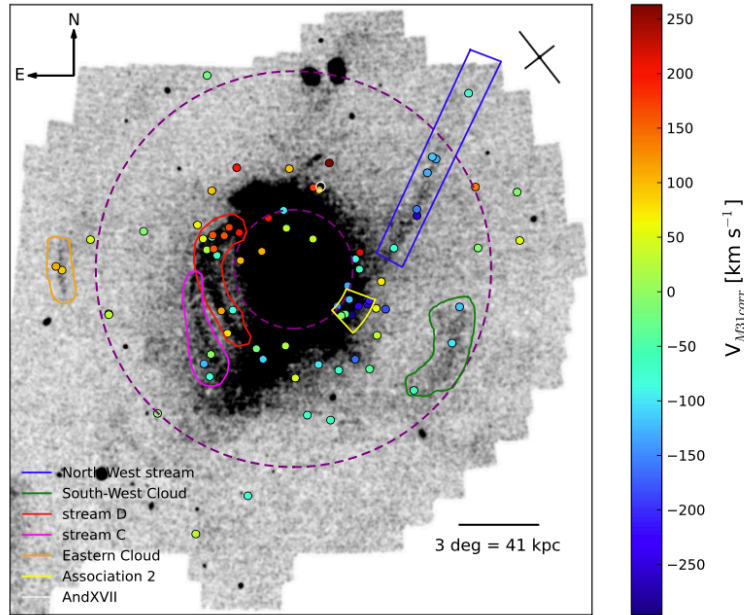


FIGURE 4.2 – Fig. 7 de [Veljanoski et al. \[2014\]](#). Carte de la densité des étoiles pauvres en métaux de M31 (survey PAndAs). Les positions des amas globulaires sont marquées par des ronds, dont la couleur dépend de leur vitesse radiale (en  $km \cdot s^{-1}$ ) par rapport au centre de M31. Les cercles violets en pointillés ont un rayon projeté de 30 et 100 kpc. Les contours colorés mettent en évidence certaines régions de M31 dans lesquelles les positions projetées des amas globulaires corrént avec celles de sous-structures de champ sous la forme de courants stellaires et de filaments.

#### 4.1.0.2 Amas globulaires et intégrales du mouvement

Sachant que les étoiles d'un même courant stellaire partagent les mêmes intégrales du mouvement ([Binney and Tremaine \[2008\]](#)), les quantités énergie et moment angulaire peuvent être utilisées pour rechercher des liens communs entre courants stellaires et amas globulaires.

Le diagramme  $E - L_z$ , défini par l'énergie  $E$  et la composante  $z$  du moment angulaire  $L_z$ <sup>3</sup>, est appliqué aux amas globulaires dans les travaux de [Dinescu et al. \[1999\]](#) (ci-après D99) et [Dinescu et al. \[2002\]](#) (D02). En 1999, la première étude tente d'identifier des possibles courants d'amas globulaires galactiques issus d'un même satellite. Les résultats montrent une association possible entre trois amas globulaires galactiques issus d'un même satellite, NGC 362, NGC 6779 et  $\omega$  du Centaure ( $\omega$  Cen) qui ont des propriétés orbitales, telles que l'inclinaison, le mouvement rétrograde et la distance au péricentre, proches. Cependant, les orbites de ces amas ne partagent pas la même distance à l'apocentre. D99 proposent donc que ces trois amas pourraient avoir la même origine si les deux amas les moins massifs (NGC 362, NGC 6779) ont quitté le satellite parent dans les premières phases d'interaction avec la Galaxie, autrement dit si ces deux amas étaient moins liés au centre de masse de leur galaxie progénitrice que  $\omega$  Cen. En 2002, la seconde étude a pour objectif d'identifier des signatures associées à  $\omega$  Cen dans le voisinage du Soleil. Dans cet espace (Fig. 4.3), D02 indique la localisation d'une population stellaire spécifique (en métallicité) qui coïncide, d'une part, avec la position d' $\omega$  Cen et, d'autre part, avec celle de NGC 362 et NGC 6779. Bien que D02 ne suggère pas explicitement un lien entre les étoiles identifiées et les trois amas globulaires, nous gardons ici en mémoire la tentative de mettre en relation des courants

3.  $L_z$  se conserve uniquement dans un potentiel axisymétrique à l'image du potentiel galactique.

stellaires avec des amas globulaires dans l'espace des intégrales du mouvement.

Le diagramme  $L_z - L_\perp$ , où  $L_\perp$  est la projection du moment angulaire total dans le plan du disque galactique<sup>4</sup>, est utilisé simultanément pour les étoiles et les amas globulaires dans les travaux de [Smith et al. \[2009\]](#) (Fig. 4.3). Les auteurs ont analysé un échantillon de 1700 étoiles naines du halo au voisinage du soleil ( $R_{h\acute{e}lio} < 5$  kpc)<sup>5</sup>, provenant du catalogue de [Bramich et al. \[2008\]](#), parmi lesquelles ils trouvent trois étoiles en mouvement rétrograde. La localisation de cette faible sur-densité stellaire coïncide avec celle de 4 amas globulaires galactiques (NGC 5466, NGC 6934, NGC7089 et NGC6205) dans l'espace  $L_z - L_\perp$ . [Smith et al. \[2009\]](#) proposent donc que ces différents objets partagent une même origine en lien avec un évènement majeur d'accrétion.

Nous avons déjà mentionné que d'autres méthodes – très prometteuses – basées sur l'estimation des âges et des métallicités, ont été utilisées dans les dernières années pour différencier la population d'amas in-situ dans la Galaxie de celle(s) accrétée(s) ([Forbes and Bridges \[2010\]](#); [Leaman et al. \[2013\]](#)). Cependant, dans la suite de ce chapitre nous discuterons seulement des méthodes basées sur la connaissance des positions et des vitesses des amas, motivés aussi par le fait que très prochainement Gaia (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics, [Perryman et al. \[2001\]](#)), la mission astrométrique de l'ESA, fournira les parallaxes, les mouvements propres et les vitesses radiales avec des précisions sans précédent pour un grand nombre d'étoiles de la Galaxie et sera certainement en mesure de fournir également des données fondamentales pour les amas globulaires ([Pancino et al. \[2013\]](#))

---

4. Le moment angulaire total  $L$  est défini par  $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$  d'où  $L^2 = L_\perp^2 + L_z^2$  avec  $L_x, L_y, L_z$  les composantes du moment angulaire total le long des axes  $x, y$  et  $z$  respectivement.  $L_\perp$  est sa projection sur le plan  $(x, y)$

5. La distance héliocentrique  $R_{h\acute{e}lio}$  est définie par  $R_{h\acute{e}lio} = \sqrt{(x - x_\odot)^2 + (y - y_\odot)^2 + (z - z_\odot)^2}$  où  $(x, y, z)$  et  $(x_\odot, y_\odot, z_\odot)$  sont les coordonnées cartésiennes dans un référentiel Galactocentrique d'un objet (étoile ou amas) et du soleil respectivement.



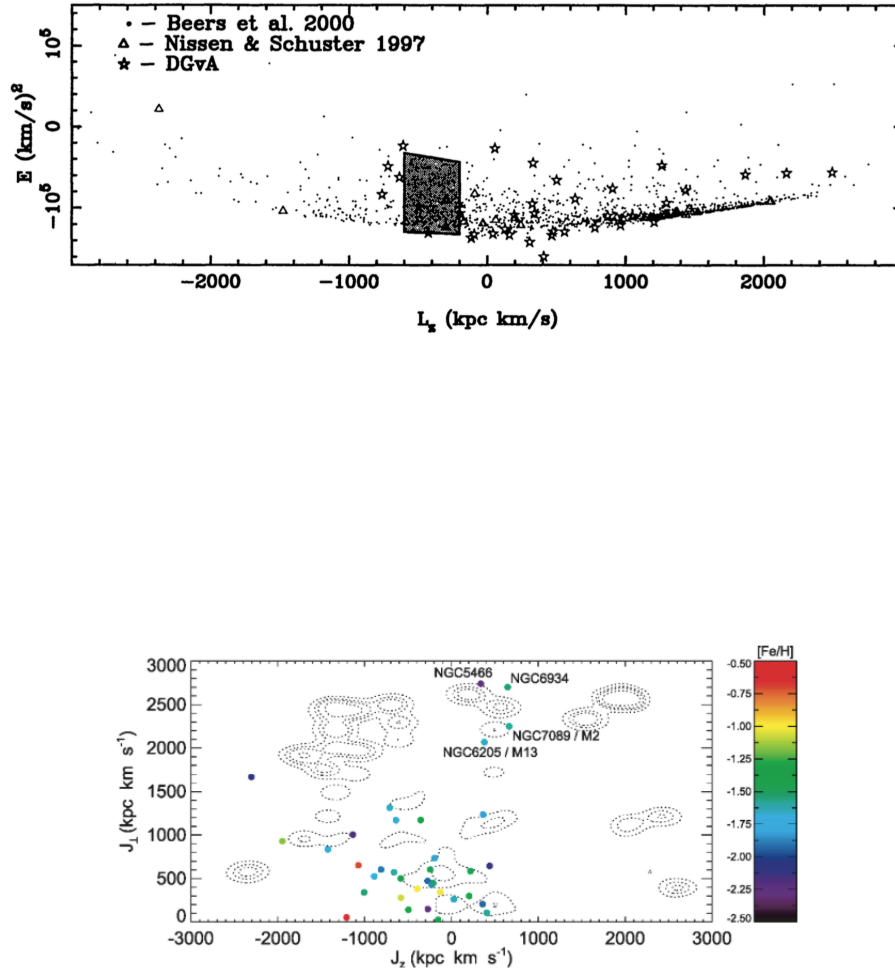


FIGURE 4.3 – *Panneau du haut* : Fig. 4 de [Dinescu et al. \[2002\]](#). La distribution, dans l’espace  $E - L_z$  des étoiles au voisinage solaire étudiées par [Beers et al. \[2000\]](#); [Nissen and Schuster \[1997\]](#), est comparé à la distribution des amas globulaires étudiés dans [Dinescu et al. \[1999\]](#) (DGvA). Les étoiles et amas pour lesquels DGvA suggèrent une même origine sont situés dans la zone grisée. Cette région contient trois amas globulaires; NGC 362,  $\omega$  Cen et NGC 6779. *Panneau du bas* : Fig. 10 de [Smith et al. \[2009\]](#). Espace  $L_z - L_\perp$  de 38 amas globulaires galactiques représentés par des ronds dont la couleur dépend leur métallicité. Les contours identifient des sur-densités cinématiques des étoiles du halo au voisinage du soleil. Les 4 amas associés à la sur-densité à  $(L_z, L_\perp) = (500, 2500)$  sont NGC 5466, NGC 6934, NGC 7089 et NGC 6205.

## 4.2 Méthodes numériques et données observationnelles

### 4.2.1 Les simulations

Dans ce chapitre, nous montrons et discutons les résultats de l'analyse de trois simulations modélisant l'accrétion d'un ou plusieurs satellites (jusqu'à quatre) sur une galaxie de type Voie Lactée. Les résultats de ces simulations seront comparés aux résultats obtenus pour la galaxie de type Voie Lactée, isolée. Les simulations analysées dans ce chapitre ont été déjà présentées et analysées dans le Chapitre 3, pour étudier la détection cinématique des courants stellaires. Par soucis de clarté, nous rappelons dans cette section les caractéristiques principales de ces simulations, et les méthodes numériques utilisées. En particulier, nous commenterons le choix des conditions initiales des systèmes d'amas globulaires de la galaxie de type Voie Lactée et des satellites (voir points 1., 2., 3., 4. dans la suite de cette Section).

Nous commençons par rappeler les caractéristiques des galaxies en interaction. Chaque satellite a une masse qui est un dixième de la masse de la galaxie type Voie Lactée. Le nombre total de particules utilisé dans ces simulations varie entre  $N_{tot} = 27\,500\,110$ , pour le cas d'une seule accrétion (MW1), à  $N_{tot} = 35\,000\,140$ , dans le cas où quatre accrétions sont modélisées (MW4). La galaxie massive contient un disque mince, un disque intermédiaire et un disque épais – qui reproduisent, respectivement, les propriétés du disque mince, du disque épais jeune et du vieux disque épais de la Galaxie (voir [Haywood et al. \[2013\]](#); [Di Matteo \[2016\]](#)) – une population d'amas globulaires, représentés comme points de masse. Cette matière baryonique est entourée par un halo de matière noire. Le nombre total de particules contenues dans les disques stellaires de la galaxie type VL est  $20\,000\,000$ , le nombre d'amas globulaires est 100, et le nombre de particules de type matière noire est  $5\,000\,000$ . Les disques stellaires sont modélisés suivant des distributions de Miyamoto-Nagai de la forme

$$\rho_*(R, z) = \left( \frac{h_*^2 M_*}{4\pi} \right) \frac{a_* R^2 + (a_* + 3\sqrt{z^2 + h_*^2})(a_* + \sqrt{z^2 + h_*^2})^2}{\left[ a_*^2 + \left( a_* + \sqrt{z^2 + h_*^2} \right)^2 \right]^{5/2} (z^2 + h_*^2)^{3/2}},$$

où  $M_*$ ,  $a_*$  et  $h_*$  sont les masses, longueurs et hauteurs caractéristiques du disque stellaire (mince, intermédiaire ou épais), dont les valeurs sont données dans le Tableau 4.1; le disque d'amas globulaires a une longueur et une hauteur caractéristiques égales à celles du disque épais, et le halo de matière noire est modélisé comme une sphère de Plummer, dont la loi de densité est :

$$\rho_{halo}(r) = \left( \frac{3M_{halo}}{4\pi a_{halo}^3} \right) \left( 1 + \frac{r^2}{a_{halo}^2} \right)^{-5/2}$$

avec  $M_{halo}$  et  $a_{halo}$ , respectivement, la masse et le rayon caractéristiques (voir Tableau 4.1 pour toutes les valeurs). Les valeurs données dans le Tableau 4.1 pour la galaxie de type Voie Lactée sont aussi celles utilisées pour la simulation où cette même galaxie est laissée évoluer de façon isolée. Dans la suite de ce chapitre, nous ferons référence à cette simulation avec l'identificateur ISO.

Les galaxies satellites sont des versions plus petites de la galaxie principale, en ayant des masses et un nombre de particules 10 fois plus petits, et des tailles réduites d'un facteur  $\sqrt{10}$  (à nouveau, voir Tableau 4.1). En particulier, elles aussi contiennent leurs systèmes

	M	$a$	$h$	N
Galaxie type VL : Disque mince	11.11	4.7	0.3	10M
Galaxie type VL : Disque intermédiaire	6.66	2.3	0.6	6M
Galaxie type VL : Disque épais	4.44	2.3	0.9	4M
Galaxie type VL : Système AGs	0.04	2.3	0.9	100
Galaxie type VL : Matière noire	70.00	10	–	5M
Satellite : Disque mince	1.11	1.48	0.09	1M
Satellite : Disque intermédiaire	0.67	0.73	0.18	0.6M
Satellite : Disque épais	0.44	0.73	0.27	0.4M
Satellite : Système AGs	0.004	0.73	0.27	10
Satellite : Matière noire	7.00	3.16	–	0.5M

TABLEAU 4.1 – Masses, longueurs et hauteurs caractéristiques, et nombre de particules, pour les différentes composantes de la galaxie type Voie Lactée et pour le(s) satellite(s). Toutes les masses sont exprimées en unités de  $2.3 \times 10^9 M_\odot$ , et les distances sont en kpc.

	MW1	MW2		MW4			
	sat 1	sat 1	sat 2	sat 1	sat 2	sat 3	sat 4
$x_{sat}$	83.86	83.86	92.38	83.86	92.38	42.48	-9.08
$y_{sat}$	0.00	0.00	-21.98	0.00	-21.98	11.16	75.00
$z_{sat}$	54.46	54.46	-31.34	54.46	-31.34	-89.84	-65.52
$D_{sat}$	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00
$v_{x,sat}$	1.22	1.22	1.46	1.22	1.46	0.81	0.07
$v_{y,sat}$	0.30	0.30	-0.05	0.30	-0.05	0.40	1.38
$v_{z,sat}$	0.79	0.79	-0.41	0.79	-0.41	-1.26	-0.94
$V_{sat}$	1.48	1.48	1.52	1.48	1.52	1.55	1.67
$l_{x,sat}$	-16.16	-16.16	7.53	-16.16	7.53	21.63	20.34
$l_{y,sat}$	0.00	0.00	-7.79	0.00	-7.79	-18.83	-12.93
$l_{z,sat}$	24.89	24.89	27.66	24.89	27.66	7.89	-17.61
$\theta_{orb}$	90.00	90.00	45.00	90.00	45.00	49.00	67.6
$\phi_{orb}$	33.00	33.00	-16.00	33.00	-16.00	-70.00	49.1
$\theta_{sat}$	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00	90.00
$\phi_{sat}$	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00	83.00

TABLEAU 4.2 – Positions, vitesses et moments angulaires des différents satellites au temps initial de la simulation. Toutes les quantités sont exprimées dans un référentiel dont l'origine coïncide avec le centre de la galaxie type Voie Lactée, le plan  $xy$  coïncide avec le disque de la galaxie type VL, et dont l'axe  $z$  est orienté comme le moment angulaire interne (i.e. spin) de la galaxie type VL. Les angles  $\theta_{orb}$  et  $\phi_{orb}$ , qui indiquent l'orientation du plan orbitale du satellite dans ce référentiel, sont exprimés en degrés. Les angles  $\theta_{sat}$  et  $\phi_{sat}$  indiquent l'orientation du spin des galaxies satellites. Voir Fig. 4.4 pour une représentation schématique de tous les angles. Toutes les distances sont exprimées en kpc, vitesses en unités de 100km/s, moments angulaires en unités de 100kpc km/s.

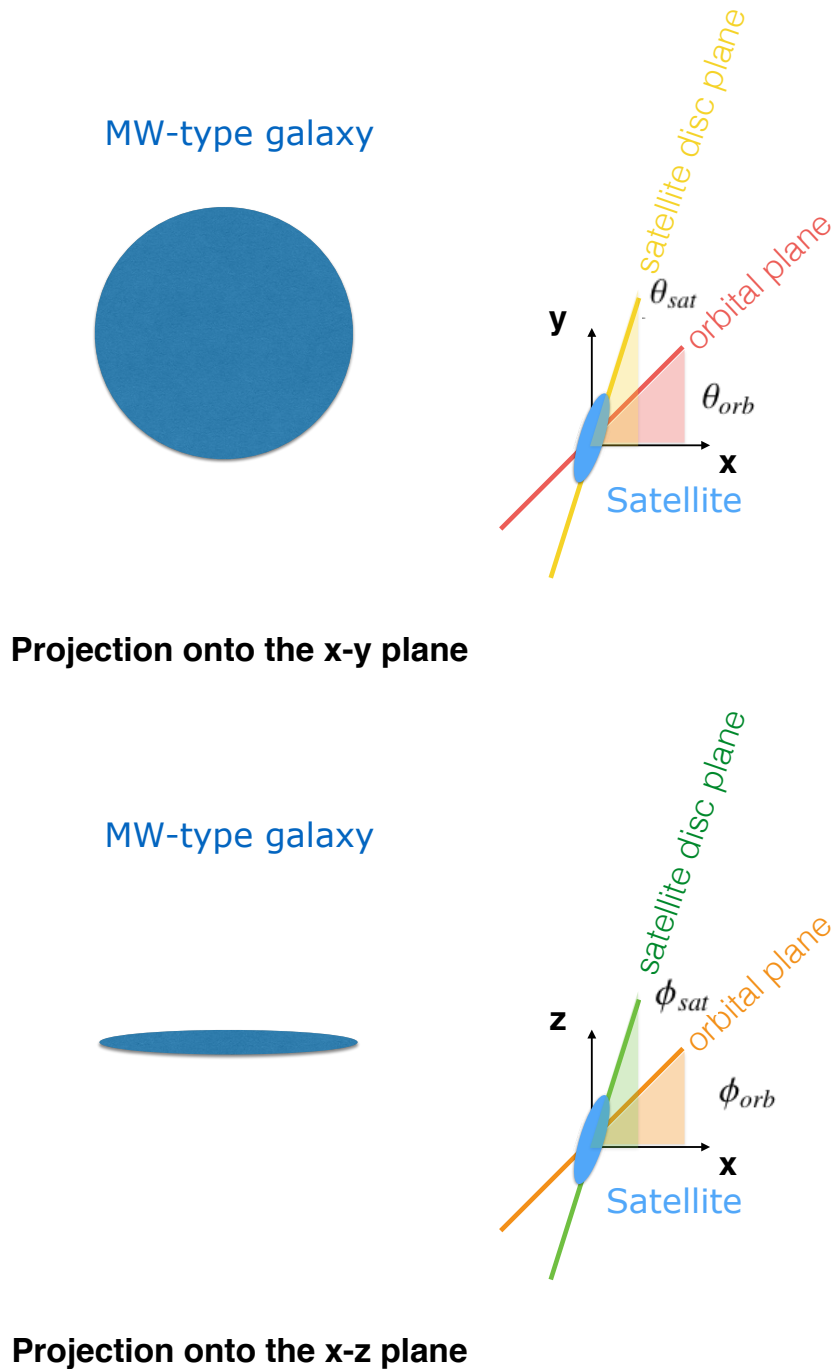


FIGURE 4.4 – “Set-up” du plan orbital du satellite et de son moment angulaire interne (spin). Dans un référentiel dont le plan  $xy$  coïncide avec le plan du disque de la galaxie type VL, et dont l’axe  $z$  est orienté comme le spin de la galaxie type VL, l’orientation dans l’espace du plan orbital du satellite est définie par deux angles,  $\theta_{orb}$  et  $\phi_{orb}$ . Le premier définit l’angle entre la projection du plan orbital sur le plan  $xy$  et l’axe  $x$  (courbe et surface rouges dans le panel de haut), le deuxième définit l’angle entre la projection du plan orbital sur le plan  $xz$  et l’axe  $x$  (courbe et surface oranges dans le panel de bas). De façon similaire, nous pouvons définir les angles  $\theta_{sat}$  et  $\phi_{sat}$ , qui indiquent l’orientation spatiale du spin du satellite (courbes et surfaces jaunes et vertes, respectivement, dans les panneaux de haut et de bas).

d’amas globulaires, toujours représentés par des points de masse, 10 fois moins nom-

breux que celui de la galaxie type VL (chaque satellite contenant 10 amas globulaires). Tous amas – autant les amas de la galaxie type VL que les amas des satellites – ont la même masse, qui est 400 fois plus grande que la masse adoptée pour les particules stellaires, et 30 fois plus grande que la masse d’une particule de matière noire.

Avant de passer à la description des conditions initiales orbitales des deux galaxies, nous voulons commenter notre choix de conditions initiales pour le système d’amas globulaires :

1. La population d’amas globulaires de disque suit les caractéristiques structurales (longueur et hauteur caractéristiques) de la population stellaire du (vieux) disque épais, en conséquence des résultats discutés dans le Chapitre 2.
2. Quant au nombre d’amas globulaires contenus dans chaque satellite, nous avons choisi simplement un nombre 10 fois plus petit que celui de la galaxie massive, de façon donc proportionnelle à la masse du satellite, qui est 10 fois plus petite.
3. Dans chaque satellite, le système d’amas globulaires a, initialement, une échelle de longueur courte, égale à celle du disque épais contenu dans le satellite. Ceci est un choix arbitraire. La distribution initiale des amas globulaires d’une galaxie satellite de la Voie Lactée n’étant pas connue, nous avons choisi de commencer par utiliser des satellites qui sont de simples répliques de la galaxie de type Voie Lactée, à plus petites échelles. Dans la suite de ce chapitre, nous discuterons de l’impact qu’un tel choix peut avoir sur certains résultats.
4. Nous n’avons pas inclu intentionnellement une population d’amas d’halo dès le départ, car nous souhaitons comprendre si une telle population peut se former, *via* l’accrétion d’amas globulaires originaires des satellites accretés et *via* le réchauffement cinématique de la population in-situ d’amas globulaires de disque.

Dans un référentiel dont l’origine est le centre de la galaxie type VL, où le plan  $xy$  coïncide avec son disque, et l’axe  $z$  est orienté comme son spin, la position de chacun des satellites est donnée par  $x_{sat}, y_{sat}, z_{sat}$ , et leur distance du centre de la galaxie type VL par  $D_{sat}$ . Les trois composantes de leurs vitesses initiales sont  $v_{x,sat}, v_{y,sat}, v_{z,sat}$ , et  $V_{sat}$  est leur valeur absolue. Leurs plans orbitaux sont inclinés de  $(\theta_{orb}, \phi_{orb})$  par rapport à la galaxie type VL :  $\theta_{orb}$  est l’angle entre l’intersection du plan orbital du satellite avec le plan  $xy$  et l’axe  $x$ ,  $\phi_{orb}$  est l’angle entre l’intersection du plan orbital du satellite avec le plan  $xz$  et l’axe  $x$ . Chaque satellite a un moment angulaire interne dont l’orientation dans l’espace est décrite par les angles  $\theta_{sat}$  et  $\phi_{sat}$  :  $\theta_{sat}$  est l’angle entre la projection du spin du satellite sur le plan  $xy$  et l’axe  $x$ ,  $\phi_{sat}$  est l’angle entre la projection du spin du satellite sur le plan  $xz$  et l’axe  $x$ . Une représentation schématique de tous ces différents angles est donnée en Fig. 4.4. Leur valeurs sont données dans le Tableau 4.2, où les positions, vitesses et moments angulaires orbitaux au temps initial de la simulation sont aussi reportés. Nous attirons l’attention du lecteur sur le fait qu’initialement tous les satellites sont sur des orbites directes, i.e. progrades ( $l_{z,sat}$ , la composante  $z$  du moment angulaire orbitale du satellite est en fait positive), exception faite du satellite 4 de la simulation MW4, qui est initialement sur une orbite rétrograde,  $l_{z,sat}$  étant négatif (voir Tableau 4.2). Les conditions initiales (positions et vitesses) de toutes les galaxies ont été générées en adoptant la méthode itérative décrite dans Rodionov et al. [2009]. Toutes les simulations ont été réalisées en utilisant le code TreeSPH décrit dans Semelin and Combes [2002]. Les forces gravitationnelles sont calculées en utilisant un paramètre de tolérance  $\theta = 0.7$  et elles incluent une expansion multipolaire au quatrième ordre. Un potentiel de Plummer est utilisé pour éliminer la singularité à  $r = 0$  dans le potentiel gravitationnel, avec une

longueur de lissage  $\epsilon = 50$  pc, pour toutes les particules. Les équations du mouvement sont intégrées pour 5 Gyr en utilisant un algorithme de "leap-frog", avec un pas d'intégration temporelle constant et égal à  $\Delta t = 2.5 \times 10^5$  yr.

Dans ce travail, nous utilisons les unités de mesure suivantes : les distances sont données en kpc, les masses sont exprimées en unité de  $2.3 \times 10^9 M_\odot$ , les vitesses en 100 km/s, et  $G = 1$ . Avec ce choix, la masse de la galaxie de type Voie Lactée au début de la simulation est  $5.1 \times 10^{10} M_\odot$ . Ces unités sont aussi celles utilisées dans les Tableaux 4.1 et 4.2.

### 4.2.2 Les amas globulaires de la Voie Lactée

Même si le coeur de l'analyse présentée dans ce chapitre est liée à l'analyse des simulations numériques dont les caractéristiques principales ont été rappelées dans la section précédente, pour certains diagnostics nous présenterons, dans la suite, une comparaison avec les caractéristiques du système d'amas globulaires de la Voie Lactée. Nous décrivons donc, dans cette section, l'ensemble des données observationnelles utilisées pour cette comparaison.

Dans ce chapitre, étant intéressés surtout aux diagnostics spatiaux et cinématiques, nous avons utilisé le catalogue principal d'amas globulaires galactiques fourni par Casetti-Dinescu ([http://www.astro.yale.edu/dana/gl\\_2012\\_J2000.cat1](http://www.astro.yale.edu/dana/gl_2012_J2000.cat1)), qui donne accès aux positions, et aux vitesses 3D, pour 59 amas globulaires de la Voie Lactée, donc environ pour un tiers de la population globale connue à aujourd'hui. Dans Pouliaxis et al. 2016 soumis, les orbites de ces 59 amas globulaires dans le potentiel galactique de Allen and Santillan [1991] ont été reconstruites. Nous rappelons ici que le modèle de Allen and Santillan [1991] est l'un des plus utilisés pour le calcul d'orbites d'étoiles et de systèmes stellaires de la Galaxie. Dans ce modèle, la distribution de masse galactique est décrite par un disque stellaire – de la forme d'un potentiel de Myamoto-Nagai –, un halo de matière noire – à symétrie sphérique – et un bulbe central – lui aussi à symétrie sphérique – et dont la masse est environ 15% de la masse stellaire du disque. Aucune asymétrie – telle qu'une barre, ou des bras spiraux – est incluse dans ce modèle. Dans Pouliaxis et al. 2016 soumis, les orbites des 59 amas globulaires galactiques ont été intégrées dans ce potentiel pour 7 Gyr, à partir des positions et vitesses actuelles, en utilisant une méthode de "leap-frog", avec un pas d'intégration temporel de 0.1 Myr (ce choix de pas d'intégration garanti une erreur en énergie, sur 7 Gyr, de l'ordre de  $\Delta E/E = 10^{-5}$ ). A la suite de cette intégration, nous avons accès à la valeur de la distance d'apocentre,  $R_{apo}$ , et de péricentre,  $R_{peri}$ , de chaque amas, à la distance maximale de l'orbite au dessus ou en dessous du plan Galactique,  $z_{max}$ . A partir des conditions initiales, il est possible aussi de calculer l'énergie totale  $E$ , et les trois composantes du moment angulaire orbital, pour chacun des amas. Nous utiliserons ces quantités dans la suite de ce chapitre pour les comparer aux résultats des simulations. Pour terminer, pour sept parmi ces 59 amas, une origine extragalactique a été suggérée : deux amas, NGC 4147 et Palomar 12 (Pal12), sont probablement associés à la galaxie naine du Sagittaire (Bellazzini et al. [2003]). Les cinq amas restants sont probablement associés à la galaxie naine de Canis Major. Il s'agit de NGC 1851, NGC 1902, NGC 2298, NGC 2808 (Martin et al. [2003]) et NGC 4590 (voir ref dans Forbes and Bridges [2010]).

### 4.3 La galaxie isolée, évolution séculaire du système d'amas globulaires

Nous commençons par présenter les résultats obtenus pour la galaxie type Voie Lactée, isolée, simulée sur 5 Gyr. Cette analyse nous servira de terme de comparaison pour discuter le cas des galaxies en interaction (Sect. 4.4).

#### 4.3.1 Distribution spatiale des amas globulaires

Au début de la simulation, le système d'amas globulaires galactiques présente une distribution axisymétrique similaire à celle du disque épais. Comme discuté en Sect. 4.2.1, ce choix est dû à la volonté de simuler un système d'amas globulaires de disque, avec une distribution spatiale similaire à celle observée – aujourd'hui – pour les amas riches en métaux de la Galaxie (cf résultats du Chapitre 2).

La Fig. 4.5 montre la projection des amas globulaires (ronds bleus) dans les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$  à différents temps de la simulation : initial ( $t_i = 0$  Gyr), deux temps intermédiaires : après la formation de la barre stellaire ( $t = 1.34$  Gyr), et après l'époque d'instabilité de la barre et de formation du bulbe à cacahuète ( $t = 3.36$  Gyr) et au temps final ( $t_f = 5$  Gyr) de la simulation. La densité de surface de la globalité du disque stellaire (i.e. mince, intermédiaire et épais) est visible en arrière-plan.

Nous pouvons apprécier que, comme la distribution stellaire sous-jacente, le système d'amas globulaires perd rapidement sa distribution axisymétrique initiale : en observant la projection de face, dans le plan  $(x, y)$ , déjà au temps  $t = 1.34$  Gyr, nous constatons en fait que les amas se répartissent pour la plupart le long d'une structure allongée dont l'orientation est similaire à celle de la barre stellaire. Nous avons vu dans le Chapitre 2 qu'une partie des amas globulaires galactiques semble être distribuée le long la barre stellaire. Ceci peut être une autre indication de leur origine dans un disque, i.e. dans une structure initialement assez froide du point de vue cinématique pour participer aux instabilités de barre. Pour ce qui concerne les projections "de côté", i.e. dans le plan  $(x, z)$ , nous remarquons, dans la composante stellaire, la présence d'un bulbe à cacahuète, formé à partir de la barre stellaire après environ 2 Gyr d'évolution, et visible dans les cartes correspondantes au temps  $t = 3.36$  Gyr et au temps final ( $t = 5$  Gyr). Le système d'amas globulaires reste confiné près du plan de la galaxie.

Pour mieux quantifier l'évolution, dans le temps, de la distribution spatiale du système d'amas globulaires, nous avons calculé les rayons  $R_{50}$  et  $R_{90}$ , contenant, respectivement, 50% et 90% de la masse du système d'amas. Autant  $R_{50}$  que  $R_{90}$  sont calculés dans le plan  $(x, y)$ . Ils donnent une mesure de l'étendue radiale de la distribution. Pour quantifier l'épaisseur du système, de façon similaire, nous avons estimé les valeurs de  $z_{50}$  et  $z_{90}$ , les distances au plan galactique qui contiennent, respectivement, 50% et 90% de la distribution de masse. En Fig. 4.6, nous montrons la distribution instantannée des amas simulés dans l'espace  $|z| - R_{plan}$ , où  $|z|$  est la distance perpendiculaire au plan du disque galactique et  $R_{plan}$ <sup>6</sup>, la distance dans le disque par rapport au centre de la galaxie. Les lignes verticales et horizontales renseignent sur la concentration des amas : au temps initial, 90% des amas est localisé à l'intérieur d'un rayon  $R_{90} \sim 12$  kpc dans le plan  $(x, y)$  et à une distance inférieure à  $z_{90} \sim 2.2$  kpc du disque galactique. Au temps final ( $t_f = 5$  Gyr),

6. La distance au centre galactique est définie par  $R_{plan} = \sqrt{(x^2 + y^2)}$

le système d’amas globulaires a  $R_{90} < 10$  kpc et un  $R_{50}$  qui est passé de 3.9 kpc, sa valeur initiale au temps  $t = 0$ , à la valeur de 3.3 kpc, au temps final.

Ces différences entre les valeurs de  $R_{50}$ ,  $R_{90}$ ,  $z_{50}$  et  $z_{90}$  au temps initial et final sont seulement partiellement dues à une variation réelle de la distribution spatiale du système d’amas. Comme la Fig. 4.7 le montre, les oscillations au cours du temps des valeurs de  $R_{50}$ ,  $R_{90}$ ,  $z_{50}$  et  $z_{90}$  sont en effet significatives (voir courbes bleues dans les panneaux de haut), et seulement pour  $R_{50}$  et  $z_{50}$ , nous observons une vraie variation (voir courbes rouges dans les panneaux de haut) : le rayon contenant 50% des amas diminue d’environ 10% entre les phases initiales et finales de la simulation, alors que  $z_{50}$  augmente d’environ 50%. Nous associons ces variations à la formation de la barre dans le disque, et en particulier, pour ce qui est de l’augmentation de  $z_{50}$ , à son épaissement et conséquente formation du bulbe à cacahuète. Cette augmentation se produit en effet autour de  $t = 2$  Gyr, à l’époque où l’instabilité verticale dans la barre a lieu. Aucune variation remarquable n’est par contre visible pour  $R_{90}$  et  $z_{90}$ , signe du fait que l’évolution séculaire d’une galaxie à disque ne modifie pas significativement cette distribution, sauf pour ce qui concerne les régions centrales, comme discuté.

### 4.3.2 Intégrales du mouvement et espaces cinématiques

Après la tentative de [Dinescu et al. \[2001\]](#) de mettre en relation la distribution des amas globulaires – pour lesquels ils disposaient d’une estimation des mouvements propres – dans l’espace  $E - L_z$  avec celle des galaxies naines de la Voie Lactée, sans trouver aucune corrélation claire entre les deux systèmes, [Smith et al. \[2009\]](#) ont comparé la distribution dans l’espace  $L_z - L_{\perp}$  d’un échantillon d’étoiles au voisinage solaire avec celle d’une quarantaine d’amas globulaires galactiques, en suggérant que certains de ces amas seraient associés à des surdensités stellaires visibles dans cet espace et interprétées comme ayant une origine extragalactique. Cependant, l’efficacité de ces diagnostics n’est pas claire. D’une part, car toutes les problématiques que nous avons vues dans le chapitre précédent pour les étoiles de champs risquent d’être valides aussi pour le système d’amas globulaires : non-conservation des intégrales du mouvement, recouvrement entre populations in-situ et populations accretées. D’autre part, à cause de la non-conservation de l’énergie et du moment angulaire, il est naturel de s’interroger sur la pertinence de comparer des distributions stellaires prises au voisinage solaire avec celles de tout le système d’amas globulaires. Ces questions sont à la base de l’étude sur les espaces des intégrales du mouvement et sur les espaces cinématiques menée dans ce chapitre. Comme pour la distribution spatiale, nous passons rapidement en revue l’évolution de la galaxie isolée dans ces espaces, pour pouvoir ensuite quantifier les effets d’une ou plusieurs accréctions.

La Fig 4.8 montre, pour la simulation ISO, la distribution des amas globulaires (ronds bleus) dans l’espace  $E - L_z$  à  $t_i = 0$  Gyr et  $t_f = 5$  Gyr. La distribution des étoiles du disque stellaire est visible en arrière plan. Au début de la simulation, nous observons trois structures distinctes et très fines décrites par les étoiles dans l’espace  $E - L_z$ , et qui correspondent aux disque mince, intermédiaire et épais (le disque mince ayant, à une énergie  $E$  donnée, un moment angulaire  $L_z$  supérieur à celui du disque intermédiaire et épais). La distribution des amas, au temps  $t = 0$  suit par construction la structure du disque épais<sup>7</sup> et montre une corrélation entre  $E$  et  $L_z$ , qui est essentiellement gardée aussi au temps

7. Nous rappelons ici, encore une fois, que dans notre nomenclature le disque intermédiaire à des propriétés structurales similaires à celle du disque épais jeune, et le disque épais simulé modélise le vieux disque épais, en suivant [Haywood et al. \[2013\]](#).



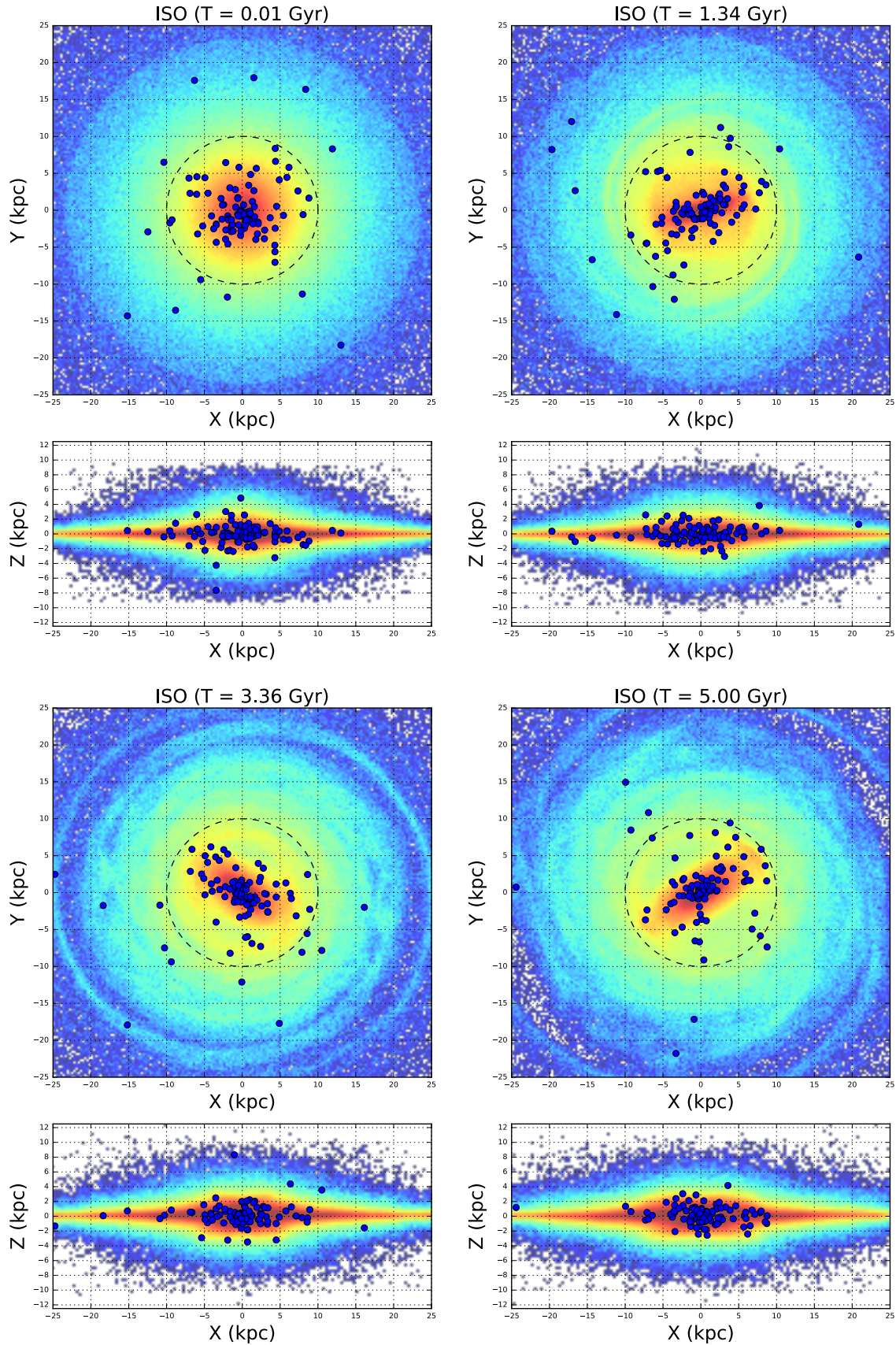


FIGURE 4.5 – Projection dans les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$  des positions des amas globulaires (ronds bleus) au temps initial ( $t_i = 0$  Gyr) et au temps final ( $t_f = 5$  Gyr) de la simulation ISO qui modélise l'évolution séculaire d'une galaxie à disque type Voie Lactée. L'arrière plan montre la densité de surface du disque stellaire. Le cercle noir en pointillé à un rayon de 10 kpc ( $\sim$  longueur du demi-grand axe de la barre centrale dans cette simulation).

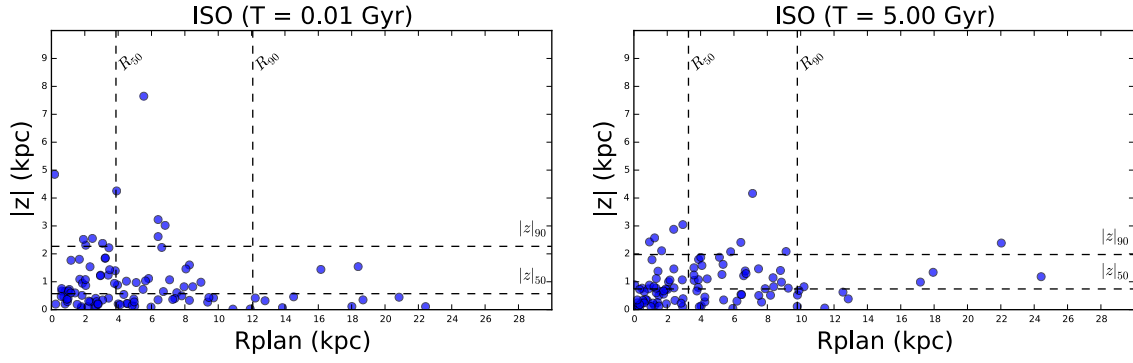


FIGURE 4.6 – Distribution des amas simulés dans l'espace  $|z| - R_{plan}$ .  $|z|$  est la distance au plan du disque galactique et  $R_{plan}$  la distance au centre galactique dans le plan du disque. Cette distribution est montrée, à gauche, au temps initial  $t_i = 0$  et, à droite, au temps final de la simulation,  $t_f = 5$  Gyr. Les lignes verticales indiquent les rayons  $R_{50}$  et  $R_{90}$  à l'intérieur desquels 50% et 90% des amas sont contenus. Les lignes horizontales indiquent les distances verticales au plan du disque qui contiennent 50% et 90% des amas simulés.

final, après 5 Gyr d'évolution. Nous observons aussi que, à la fin de la simulation, l'énergie minimale atteinte par les amas globulaires (et les étoiles de champ) a diminué, signe d'une augmentation de la densité des régions centrales du disque, comme conséquence de la formation de la barre stellaire. On observe aussi, que, à basse énergie ( $E < -7.5$ ), au temps final de la simulation, certains amas globulaires sont en mouvement rétrograde ( $L_z < 0$ ). Il s'agit d'amas sur des orbites de type "box", dont le sens de rotation n'est pas fixe, mais oscille entre des valeurs négatives et des valeurs positives (voir Fig. 4.9). La présence d'amas sur ce type d'orbites se manifeste clairement après environ 1 Gyr du début de la simulation, à l'époque de formation de la barre stellaire, et elle est attendue dans des potentiels de type barrés (?; Binney and Tremaine [2008]). Nous notons aussi que, en présence du seul système d'amas globulaires de disque (par construction, nous n'avons pas modélisé un système d'amas de halo dès le départ de la simulation), nous n'observons pas d'amas avec de hautes énergies et des valeurs petites du moment angulaire. Nous verrons que dans le cas où la galaxie de type Voie Lactée accrète un ou plusieurs satellites, la distribution des amas (in-situ et accrétés) atteindra, par contre, aussi ces régions de l'espace  $E - L_z$ , typiques des populations du halo.

Nous concluons cette discussion sur les espaces cinématiques, en présentant l'évolution de la galaxie isolée dans les plans  $L_z - L_\perp$  (Fig. 4.10) : la distribution au temps final est assez similaire à celle du temps initial. Nous remarquons aussi la présence d'amas en orbite rétrograde au temps final, comme déjà observé pour l'espace  $E - L_z$ .

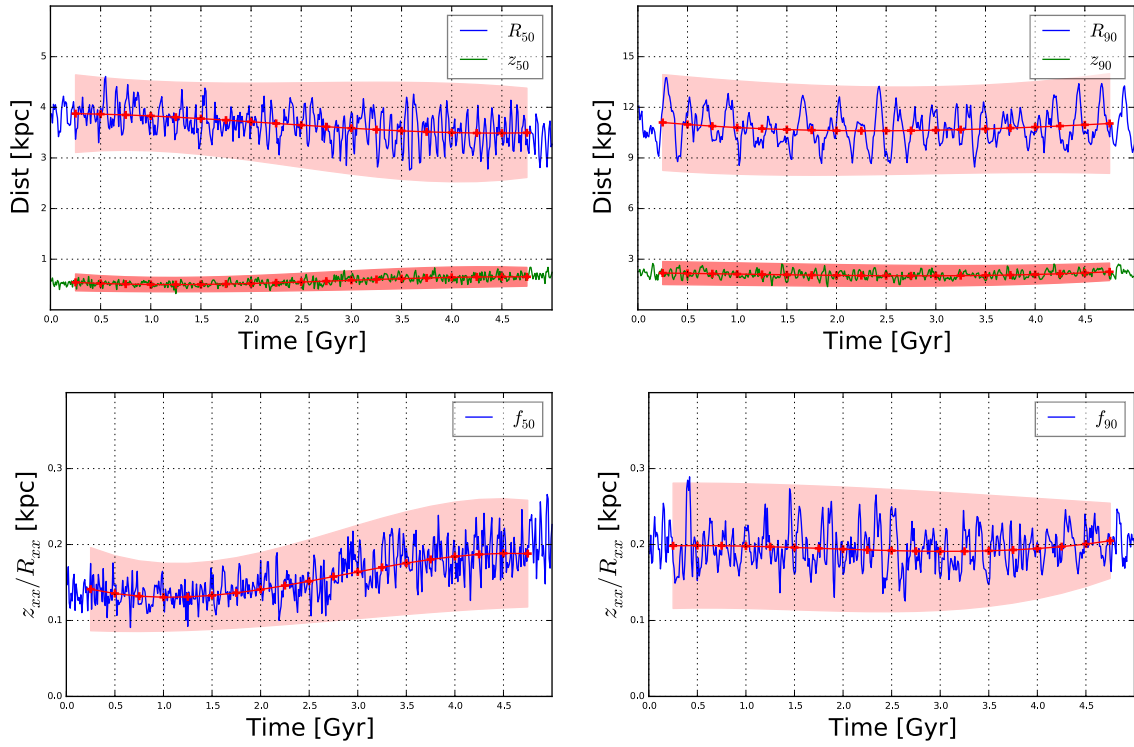


FIGURE 4.7 – En haut, évolution au cours du temps des distances caractéristiques pour 50% ( $R_{50}$  et  $z_{50}$ ) et 90% ( $R_{90}$  et  $z_{90}$ ) du système d'amas globulaires. En bas, évolution du facteur d'aplatissement en fonction du temps. Ce facteur est défini comme le rapport entre  $z_{xx}$  et  $R_{xx}$ . La ligne rouge représente la moyenne de chaque courbe en fonction du temps et les bandes colorées montrent la dispersion à  $3\sigma$  de la moyenne.

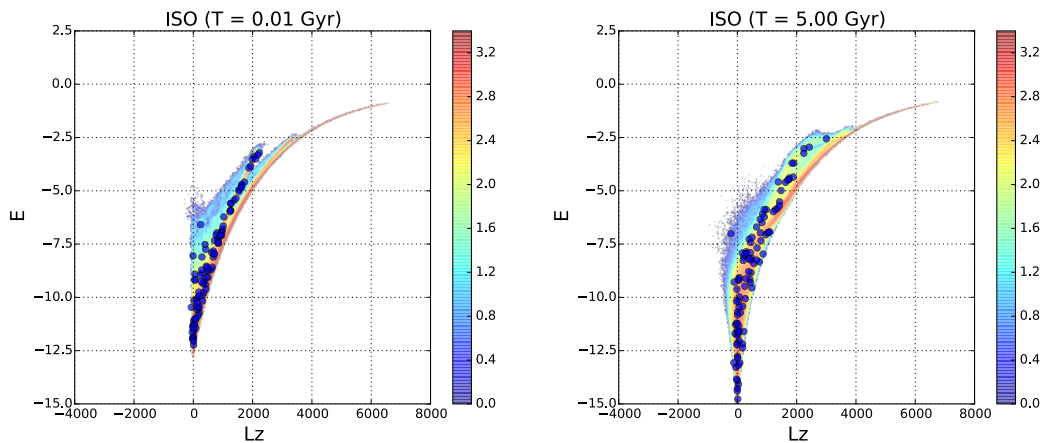


FIGURE 4.8 – Espace  $E - L_z$  des amas globulaires (ronds bleus) de la simulation ISO. Pour comparaison, la distribution dans le plan  $E - L_z$  des étoiles est aussi montrée. Les énergies sont exprimées en unité de  $100\text{km/s}$ , les moments angulaires en unité de  $\text{km/s/kpc}$ .

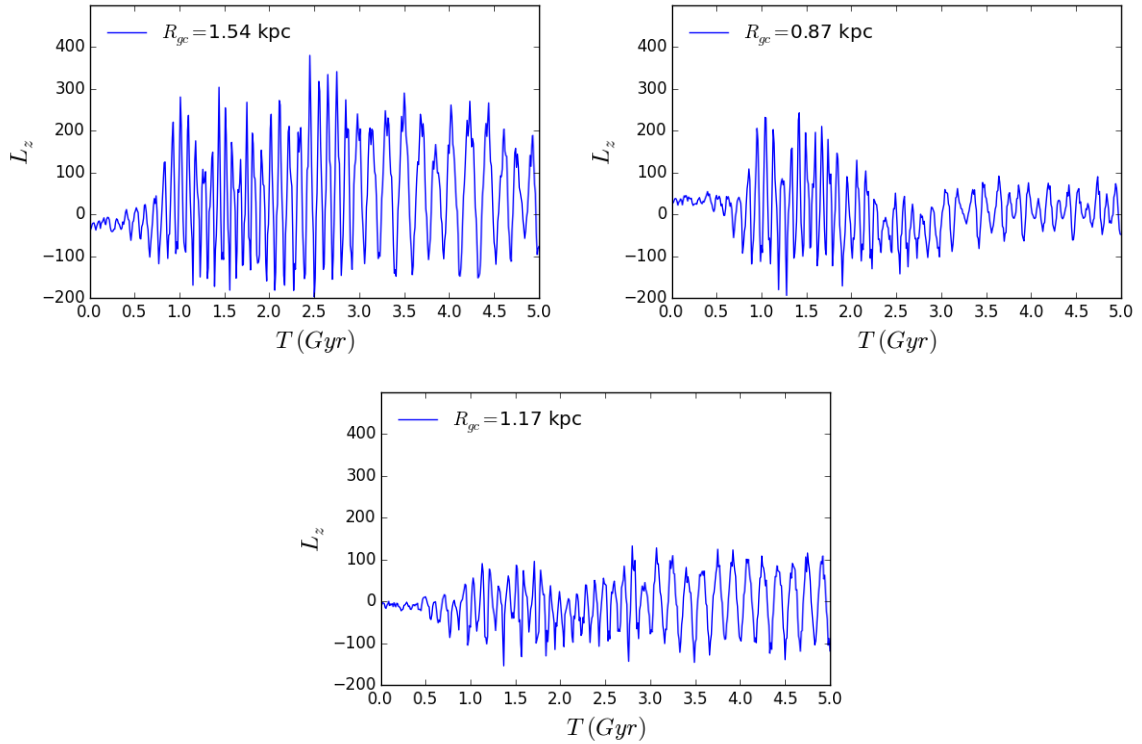


FIGURE 4.9 – Evolution de la composante  $z$  du moment angulaire, au cours du temps, pour trois amas, qui, au temps final de la simulation, sont en mouvement rétrograde ( $L_z < 0$ ). Le moment angulaire est exprimé en unité de  $\text{km/s/kpc}$ .

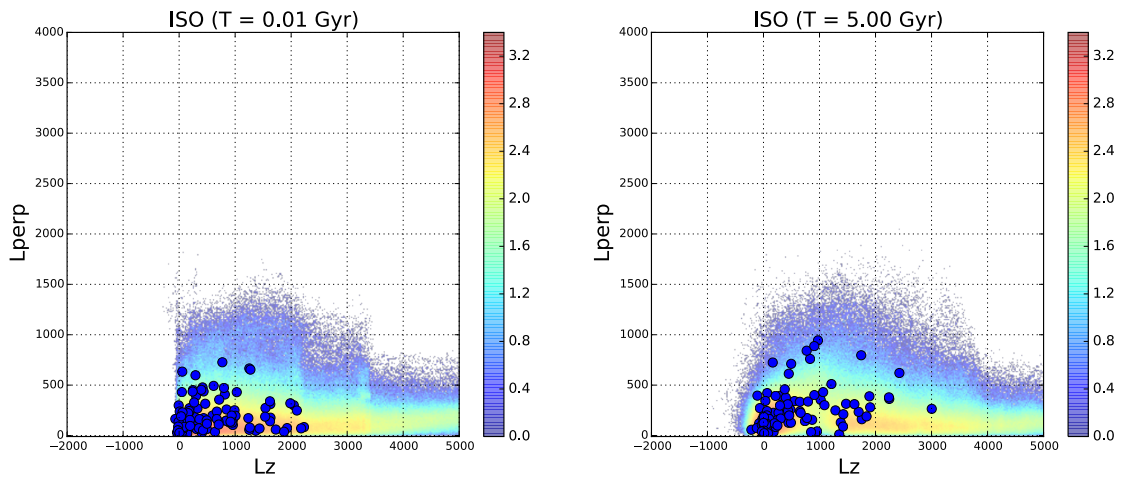


FIGURE 4.10 – Espace  $L_z - L_{\perp}$  pour les amas globulaires (ronds bleus) de la simulation ISO. Pour comparaison, la distribution dans le plan  $L_z - L_{\perp}$  des étoiles est aussi montrée. Les moments angulaires sont exprimés en unité de  $\text{km/s/kpc}$ .

## 4.4 Les galaxies en interactions, amas in-situ et amas accrés

Dans cette section, nous présentons et discutons l'effet d'une ou plusieurs accrétions avec rapport de masse 1 : 10 sur la galaxie de type Voie Lactée, en focalisant notre attention sur le système d'amas globulaires résultant. Nous concentrerons notre analyse autour des questions suivantes : Comment les amas accrés et in-situ se répartissent spatialement

dans la galaxie finale? Quelles sont leurs propriétés orbitales et peut-on les utiliser pour remonter à leur origine (galactique ou extragalactique)? Peut-on utiliser l'information cinématique contenue dans les amas globulaires galactiques aujourd'hui pour remonter à l'histoire d'accrétion de la Galaxie? Et pour terminer : quelles informations sur la nature in-situ ou accrétée des amas peut-on extraire des espaces des intégrales du mouvement, et comment interpréter tous liens apparents entre la population stellaire sous-jacente et les amas dans ces espaces?

#### 4.4.1 Une galerie d'interactions : construction d'une population d'amas d'halo

Nous commençons cette étude en présentant, dans les Figs. 4.11, 4.12 et 4.13, une galerie d'images de l'accrétion d'un, deux ou quatre satellites – et de leur cortège d'amas globulaires – sur la galaxie de type Voie Lactée. Dans toutes ces figures, le système d'amas globulaires in-situ, i.e. originairement dans la galaxie massive, est représenté par des ronds bleus, et le système d'amas initialement lié à chaque satellite par des ronds rouges. La distribution des étoiles de champ est aussi montrée. Dans la Fig. 4.11, le cas d'une unique accrétion est montré : nous observons que la configuration initiale axisymétrique des amas et des étoiles de champ est rapidement perturbée par le premier passage du satellite : au temps  $t = 1.05$  Gyr, reporté dans la figure, le satellite a perturbé les parties externes du disque de la galaxie massive, qui a développé une structure spirale prononcée et qui pointe vers le satellite même, quelques amas in-situ semblent aussi subir les effets de marée induits par le satellite, et un des amas originairement associé au satellite s'est échappé pour rejoindre les parties externes du disque de la galaxie massive (rond rouge à  $y > 0$ , panneau du haut à droite). Nous pouvons apprécier aussi que la structure verticale du disque et du système d'amas in-situ commence à être perturbée dès cette époque : vu de tranche le disque s'est épaissi, il montre des courants stellaires dans les parties plus externes, en partie trainés de marée du satellite, en partie constitués d'étoiles in-situ, perturbées par l'interaction. Au temps  $t = 2.47$  Gyr, montré dans les panneaux de bas à gauche de Fig. 4.11, le satellite vient de fusionner, comme nous pouvons le voir par la distribution stellaire encore fortement perturbée, et il a déposé la plupart de ces amas dans les régions plus internes de la galaxie type Voie Lactée. Au temps final de la simulation ( $t = 5$  Gyr), nous pouvons remarquer que la majorité des amas (in-situ et accrétés) se situe dans les régions internes de la galaxie finale tandis que deux des amas accrétés peuplent les régions périphériques du système.

L'impact des fusions sur le système d'amas globulaires in-situ est plus important lorsque deux satellites sont accrétés (Fig. 4.12) : au temps final ( $t = 5$  Gyr), la population in-situ devient significativement plus épaisse (l'épaisseur sera quantifiée dans la suite de cette section) et certains des amas in-situ se retrouvent (dans la projection  $xy$ ) à des distances similaires du centre de la galaxie type Voie Lactée que celles de certains amas accrétés.

Il est intéressant aussi de noter que, à des temps intermédiaires de cette interaction, certains amas in-situ se redistribuent le long de surdensités stellaires, dans des régions similaires à celles occupées par les amas accrétés. C'est le cas, par exemple, au temps  $t = 1.12$  Gyr, (sur la projection  $xy$ ), pour trois amas qui se trouvent à l'extrémité supérieure d'un courant stellaire très fin, dans un intervalle de positions  $(x, y) = ([-20; -10], [-30; -20])$  kpc. Dans cette projection, ces amas semblent former un grumeau distinct du reste du système d'amas in-situ et sont aussi proches d'un couple d'amas accrétés qui se positionnent dans un intervalle similaire de valeurs de  $y$ , mais à des valeurs de  $x = [0; 10]$  kpc.

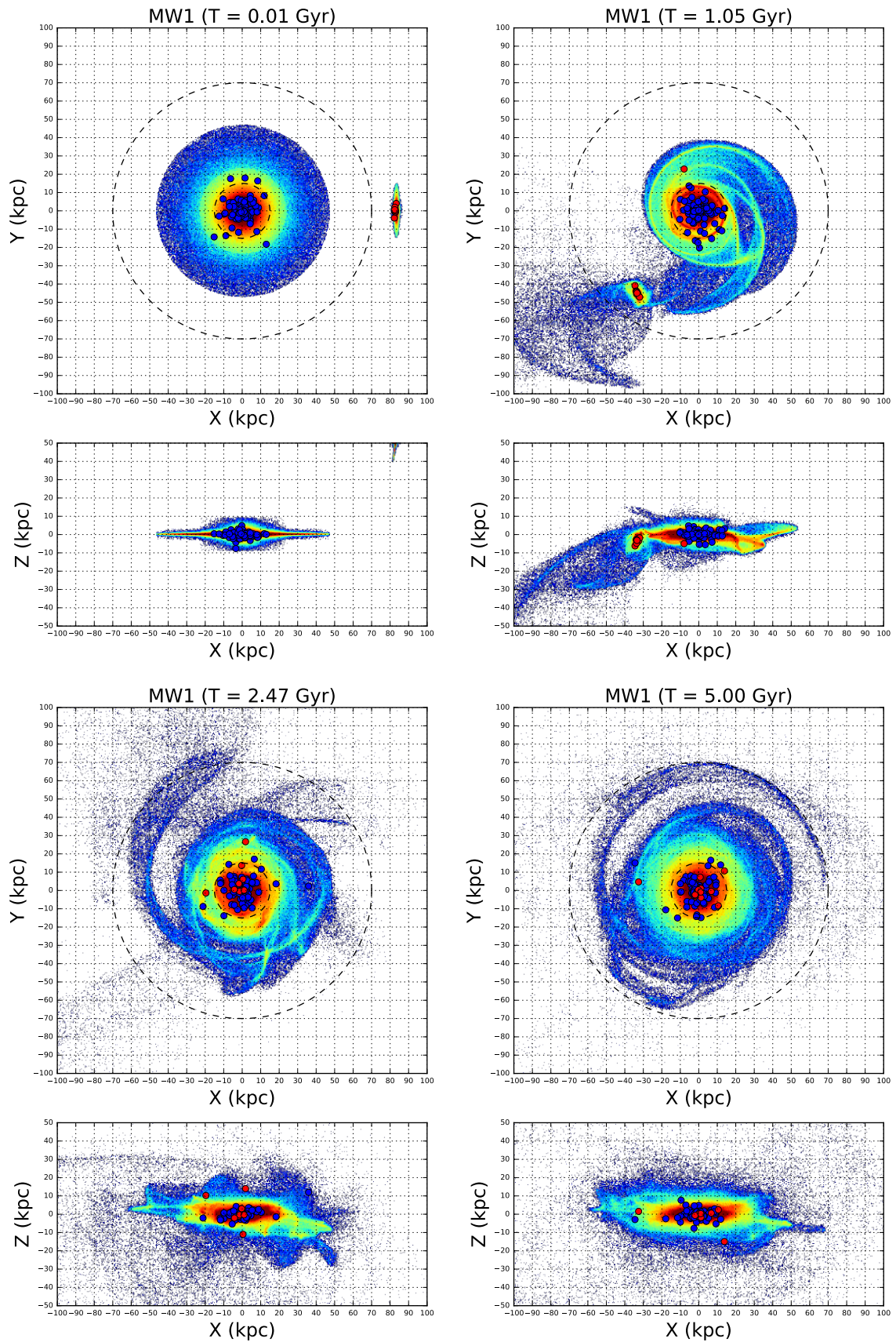


FIGURE 4.11 – Projections des positions des amas globulaires simulés sur les plans  $(x, y)$  et  $(x, z)$ , pour différents temps de la simulation MW1. Les amas in-situ sont représentés par des ronds bleus et les amas accrés par des ronds rouges. En arrière plan, la densité de surface de la totalité des étoiles de la simulation. Les deux cercles en pointillés visibles dans les projections  $(x, y)$  ont des rayons 15 kpc et 70 kpc.

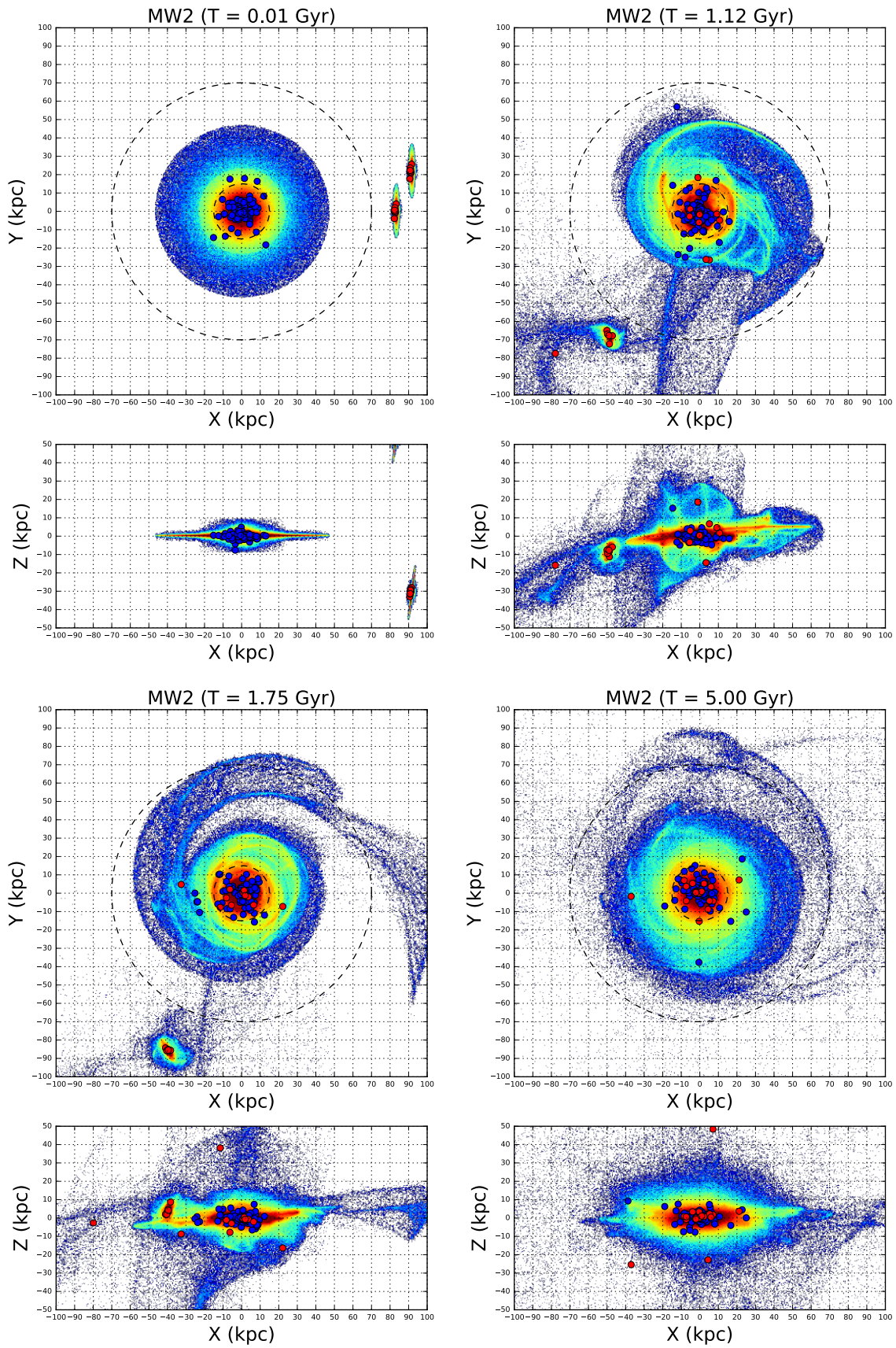


FIGURE 4.12 – Même chose que Fig. 4.11 pour la simulation MW2.

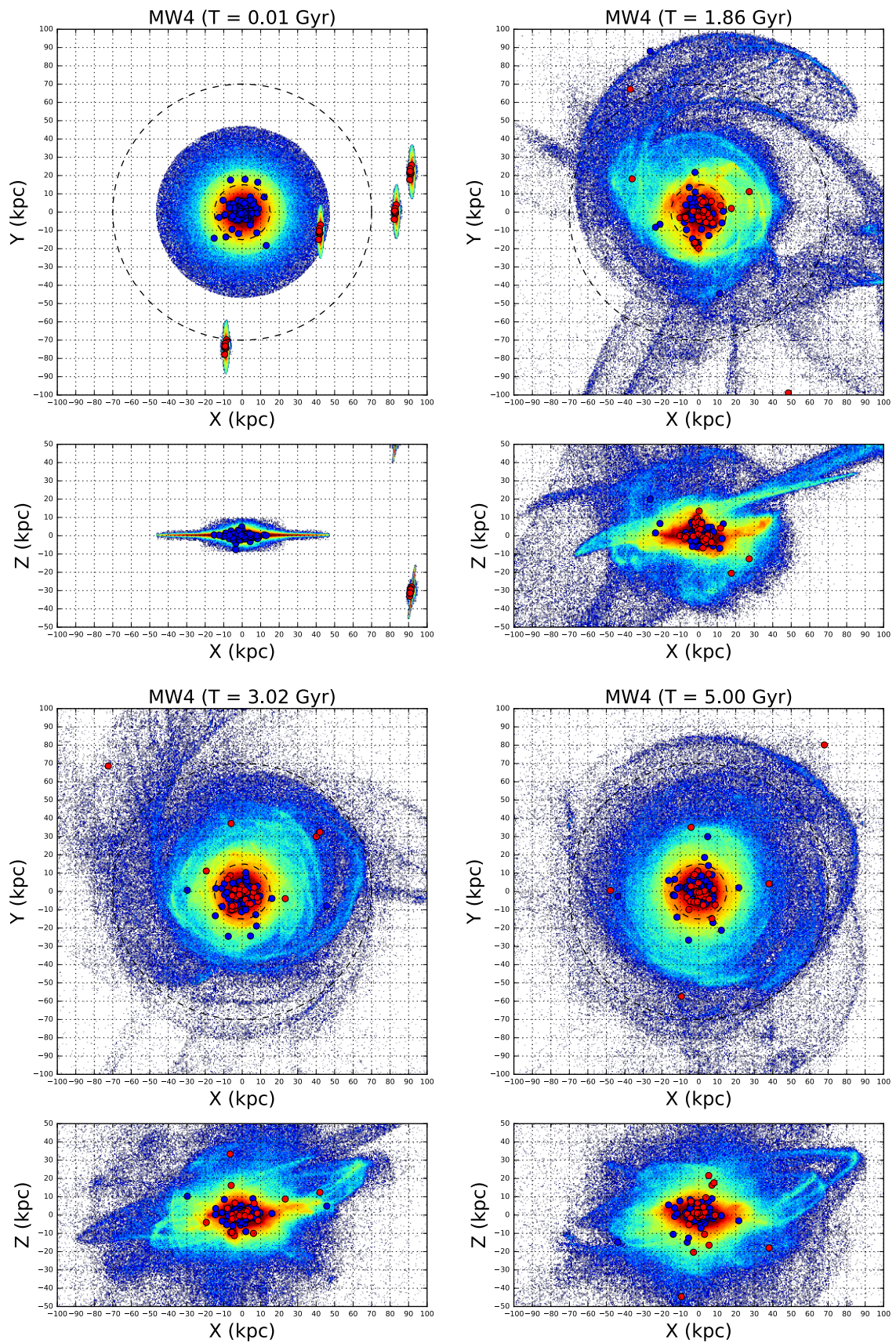


FIGURE 4.13 – Même chose que Fig. 4.11 pour la simulation MW4.



Enfin, c'est pour la simulation MW4, lorsque quatre satellites sont accrétés sur la galaxie massive, que l'impact sur la population d'amas in-situ est le plus important : l'épaississement du système d'amas du disque, au temps final, est frappant lorsque nous le comparons à l'épaisseur du disque d'amas dans le cas de la galaxie isolée (voir la quantification faite, dans ce qui suit). Nous notons également que les amas les plus distants du centre galactique sont essentiellement des amas accrétés.

Pour mieux apprécier la distribution spatiale du système d'amas globulaires, une fois les fusions terminées, nous montrons en Fig. 4.14 la distribution des amas dans le plan  $|z| - R_{plan}$  au temps final de la simulation, où  $R_{plan}$  est la distance au centre galactique dans le plan du disque et  $|z|$  est la distance perpendiculaire au disque, i.e. la valeur absolue de la position d'un amas le long de l'axe  $z$ . Les lignes verticales et horizontales indiquent les valeurs de  $R_{plan}$  et  $|z|$  qui contiennent 90% du système d'amas. Ces valeurs sont rappelées dans le Tableau 4.3, accompagnées des valeurs de  $R_{10}$ ,  $R_{50}$ ,  $z_{10}$ ,  $z_{90}$ , à la fois pour les simulations de galaxies en interaction (MW1, MW2, MW4) que pour la simulation d'une galaxie isolée (ISO) à des fins comparatifs, toujours à  $t = 5$  Gyr. Dès Tableaux 4.3 nous pouvons dériver les conclusions suivantes :

- les rayons  $R_{10}$ ,  $R_{50}$  et  $R_{90}$  de l'ensemble du système d'amas globulaires (amas in-situ et accrétés confondus) sont proches des valeurs obtenues pour le système d'amas in-situ uniquement (tableau en haut à gauche et tableau en haut à droite, respectivement), avec des différences inférieures à 30% pour le  $R_{90}$  dans le cas MW4. Cela suggère que l'estimation de la distribution spatiale du système global d'amas globulaires nous renseigne avec une précision acceptable sur la distribution du seul système d'amas globulaires in-situ, même quand la différence entre in-situ et accrétés n'est pas faite.
- en comparaison avec la distribution spatiale des amas in-situ de la galaxie isolée, nous observons que, pour le cas des accrétions, toutes les valeurs de  $R_{10}$ ,  $R_{50}$ ,  $R_{90}$ ,  $z_{10}$ ,  $z_{50}$  et  $z_{90}$  sont plus élevées. Tandis que l'augmentation des rayons  $R_{10}$ ,  $R_{50}$  et  $R_{90}$  est compatible avec l'amplitude des oscillations observées pour les amas de la galaxie isolée, en Fig. 4.7, et ne peuvent donc pas être considérées comme significatives, les variations verticales sont, elles, systématiquement supérieures aux oscillations observées en Fig. 4.7. Nous pouvons en déduire que, en raison des interactions, le système d'amas in-situ chauffe cinématiquement (au moins verticalement) et que cet échauffement est bien réel et significatif. Ainsi, des amas in-situ initialement dans le disque, peuvent contribuer à la formation du halo interne (aux distances du plan galactique inférieures à environ 15 kpc)
- la comparaison entre la population d'amas in-situ et la population d'amas accrétées montre que les rayons  $R_{10}$ ,  $R_{50}$  et  $R_{90}$  sont systématiquement plus petits pour la population in-situ que pour la population accrétée. Cette dernière population est donc, au temps final, plus étendue radialement. De plus, la valeur de  $z_{90}$  est plus élevée pour les amas accrétés que pour les amas in-situ, ce qui confirme donc que les amas les plus distants du centre galactique sont essentiellement des amas d'origine extragalactique, au moins dans la simulation. En revanche, les valeurs de  $z_{10}$  et  $z_{50}$  sont, en général plus faibles pour la population accrétée que pour la population in-situ.
- à propos de la distribution spatiale finale du système d'amas, il est intéressant de mettre en évidence que, bien que le réchauffement cinématique puisse être important (voir la simulation MW4), une fraction du système d'amas globulaires résultant, à la fin de la simulation, est préservée dans une distribution aplatie. Cela est le cas de la simulation MW4, où le rapport  $f_{90} = z_{90}/R_{90}$  qui peut être vu comme une mesure de

l'aplatissement du système, est égal à 0.7, alors que pour les rapports  $f_{10}$  et  $f_{50}$  il est inférieur à 0.3. Ainsi, une partie des amas, au temps final, est donc sur une configuration plus arrondie que la moitié des amas restant. Une dichotomie disque/halo dans la distribution spatiale d'amas globulaires peut donc être produite à partir d'un système d'amas en configuration initiale de disque, avec la contribution d'amas d'origine extragalactique. Pour les simulations MW1 et MW2, par contre, nous n'observons pas de variation significative des rapports d'aplatissement  $f_{10}$ ,  $f_{50}$  et  $f_{90}$ .

- nous remarquons que l'aplatissement du système d'amas globulaires de la simulation MW4 est assez similaire à celui du système d'amas globulaires observés. En utilisant les positions de 157 amas globulaires données dans le catalogue de ? (Édition 2010), nous trouvons que pour la population d'amas globulaires de la Galaxie  $f_{10} = f_{50} = 0.3$  et  $f_{90} = 0.8$ , valeurs à comparer avec celles de la simulations MW4 :  $f_{10} = f_{50} = 0.3$  et  $f_{90} = 0.7$ .
- en relation aux deux points précédents, nous mettons en évidence que, dans la simulation MW4, ce ne sont pas les seuls amas accrétés qui contribuent à "arrondir" les régions externes du système d'amas globulaires : en fait, le facteur  $f_{90}$ , qui est égal à 0.6 pour la population accrétée, est de 0.5 pour la population in-situ, signe que les deux populations ont des distributions spatiales plus sphéroïdales à grandes distances du centre galactique.
- nous remarquons ici qu'un amas de la simulations MW2 et trois amas de la simulation MW4, appartenant initialement à des satellites, sont localisés, au temps final, à plus de 150 kpc du centre de la galaxie résidu de fusion : comme nous le verrons dans la suite, il s'agit d'amas qui ont une énergie orbitale positive et qui ne sont donc plus liés gravitationnellement au système. L'inclusion de ces amas dans l'évaluation des rayons et distances verticales contenant 10, 50 et 90% de la masse, augmente la valeur de ces derniers, comme il est montré dans le Tableau 4.3 (valeurs entre parenthèse).

#### 4.4.2 Propriétés orbitales du système d'amas globulaires

L'analyse conduite précédemment est basée sur l'estimation des positions des amas, à la fin de la simulation. Les orbites des amas pouvant être très excentriques, il est clair que les seules positions finales – et donc prises à un instant donné – ne nous renseignent pas nécessairement sur les propriétés orbitales du système. Pour cette raison, nous montrons en Fig. 4.15 la distribution des rayons d'apocentre et pericentre,  $R_{apo}$  et  $R_{peri}$ <sup>8</sup>, et des distances maximales au plan,  $z_{max}$ , pour l'ensemble du système d'amas globulaires et pour ses deux sous-composantes in-situ et accrétées.  $R_{apo}$ ,  $R_{peri}$  et  $z_{max}$  ont été calculés sur le dernier milliard d'années d'évolution, i.e. entre 4 et 5 Gyr du début des simulations. Dans la table 4.4 le premier quartile, la médiane et le troisième quartile des différentes distributions sont reportés, en séparant aussi la contribution de la population in-situ de celle de la population accrétée. En analysant ces distributions, nous observons que :

- pour le système d'amas globulaires considéré dans sa totalité (amas in-situ et accrétés confondus), le nombre de fusions subies par la galaxie de type Voie Lactée change de façon significative la distribution des  $R_{apo}$  et des  $z_{max}$ , mais pas autant la distribution des  $R_{peri}$ . Par exemple, en passant de la simulation MW1 à la simulation MW4, le premier quartile de la distribution des  $R_{apo}$  augmente de plus de 50%,

8. Les apocentres et pericentres sont ici calculés comme les distances maximale et minimale en 3D de chaque orbite. IL ne s'agit donc pas de distances dans le plan galactique.

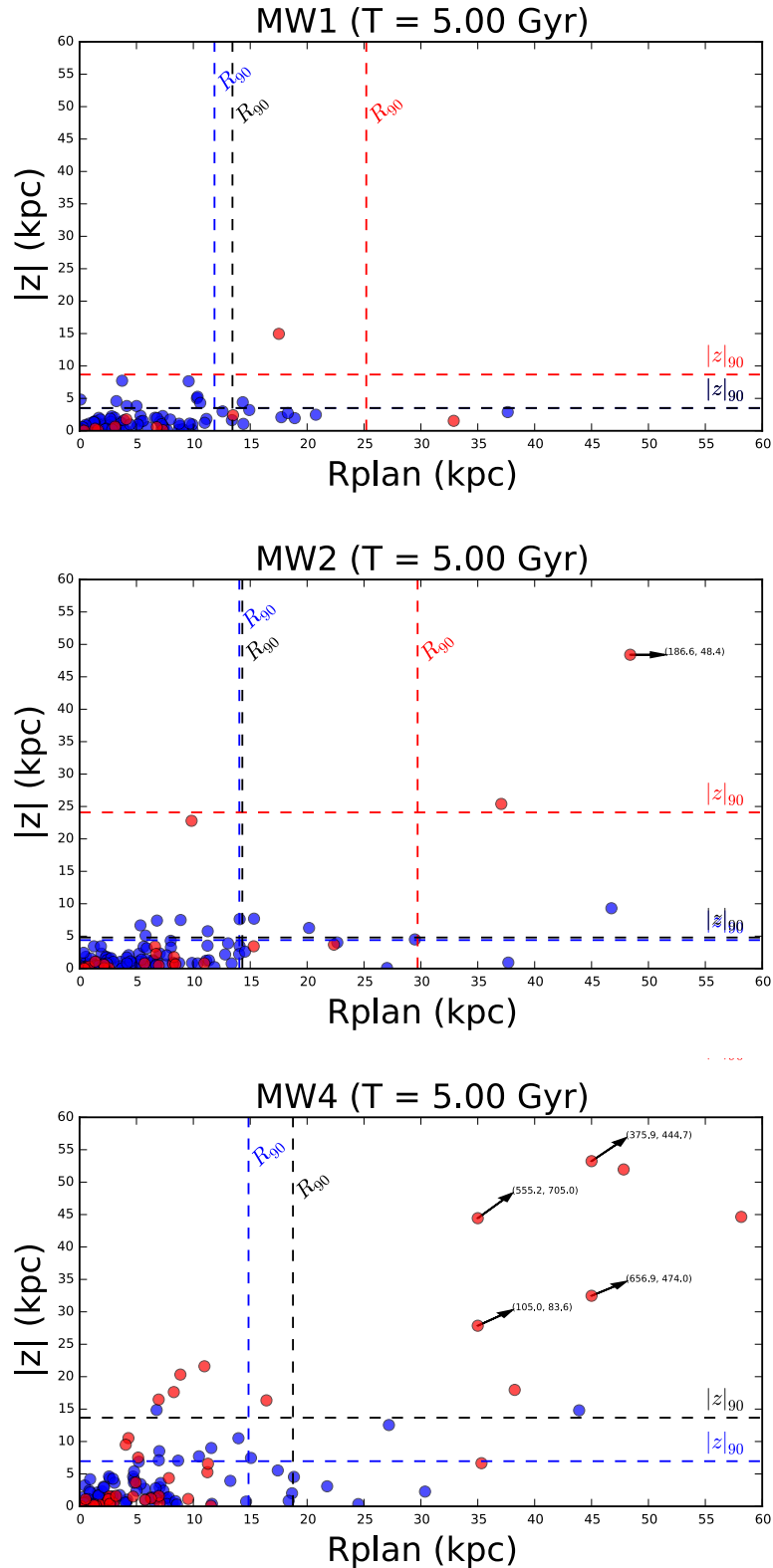


FIGURE 4.14 – Distribution des amas globulaires simulés dans l’espace  $|z|$  -  $R_{plan}$  à la fin de la simulation ( $t_f = 5$  Gyr).  $|z|$  indique la valeur absolue de la distance verticale au plan du disque,  $R_{plan}$  la distance dans le plan du disque. *De haut en bas* : le cas des simulations MW1, MW2 et MW4, respectivement. Les ronds bleus indiquent les amas in-situ et, les ronds rouges, les amas accrétés. Les lignes verticales (/horizontales) noires, bleues et rouges indiquent les valeurs de  $R_{90}$  (/  $z_{90}$ ) qui contiennent la totalité des amas globulaires, des amas in-situ et des amas accrétés, respectivement.

		MW1	MW2	MW4			MW1	MW2	MW4	ISO
tous AGs	R <sub>10</sub>	0.64	0.73	0.74	AGs in-situ	R <sub>10</sub>	0.64	0.73	0.71	0.49
	R <sub>50</sub>	3.49	4.96	4.71		R <sub>50</sub>	3.34	4.39	3.37	3.27
	R <sub>90</sub>	13.44	14.31	18.76		R <sub>90</sub>	11.86	14.04	14.85	9.80
	z <sub>10</sub>	0.13	0.22	0.21		z <sub>10</sub>	0.17	0.26	0.24	0.13
	z <sub>50</sub>	0.96	0.92	1.40		z <sub>50</sub>	0.97	0.96	1.33	0.74
	z <sub>90</sub>	3.52	4.79	13.67		z <sub>90</sub>	3.52	4.39	6.97	1.98

		MW1	MW2	MW4
AGs accrétés	R <sub>10</sub>	0.88	0.62	1.09 (1.09)
	R <sub>50</sub>	5.45	6.85	5.45 (6.62)
	R <sub>90</sub>	25.20	18.83 (29.71)	36.80 (81.60)
	z <sub>10</sub>	0.07	0.06	0.09 (0.09)
	z <sub>50</sub>	0.62	0.81	1.56 (2.64)
	z <sub>90</sub>	8.68	13.24 (24.09)	21.00 (67.77)

TABLEAU 4.3 – Rayons (R<sub>10</sub>, R<sub>50</sub> et R<sub>90</sub>) et distances verticales au plan (z<sub>10</sub>, z<sub>50</sub> et z<sub>90</sub>) contenant, respectivement, 10%, 50% et 90% des amas globulaires simulés. Ces rayons sont données pour toute la population d’amas globulaires (tableau du haut à gauche), et, séparément, pour la population d’amas in-situ (tableau du haut, à droite) et pour la population d’amas accrétés (panneau du bas). Pour les amas accrétés, les estimations données pour les simulations MW2 et MW4 ne tiennent pas compte des amas avec énergies positives à la fin de la simulation (3 amas pour la simulation MW4 et 1 amas pour la simulation MW2). Les valeurs en considérant aussi les amas avec énergie positive sont données entre parenthèses.

la valeur de la médiane augmente de 35% et le troisième quartile de 20%. En comparaison, pour la distribution des  $R_{peri}$  nous obtenons, respectivement, une augmentation de 30% pour le premier quartile, et essentiellement une absence de variations pour la médiane et le dernier quartile (voir Tableau 4.4). Pour ce qui concerne la distribution de  $z_{max}$ , en passant de la simulation MW1 à la simulation MW4, le premier quartile augmente d’environ 50%, la médiane augmente de presque 100%, le dernier quartile de 130%. Comme pour les positions au temps final discutées dans la section précédente, c’est dans la direction verticale perpendiculaire au disque galactique que nous trouvons les changements les plus significatifs.

- L’augmentation des valeurs de  $R_{apo}$  et  $z_{max}$ , et de façon moindre, de  $R_{peri}$ , est essentiellement causée par les amas accrétés, dont la distribution devient de plus en plus étendue verticalement avec le nombre d’accrétions.
- Nous observons que, globalement, les amas d’origine extragalactique tendent à avoir des queues dans les distributions de  $R_{apo}$ ,  $R_{peri}$  et  $z_{max}$  à grandes distances du centre ( $\gtrsim 30$  kpc), qui ne sont pas observées pour les amas in-situ, qui eux montrent des distributions plus confinées dans les régions du halo interne et du disque.

#### 4.4.3 Dès propriétés orbitales actuelles à l’histoire d’accrétion : est-ce possible?

La connaissance des mouvements propres, vitesses radiales et positions des amas globulaires galactiques (au moins pour les amas pour lesquels ces quantités sont connues), couplée à l’utilisation de modèles de masse de la Galaxie, permet de reconstruire leur

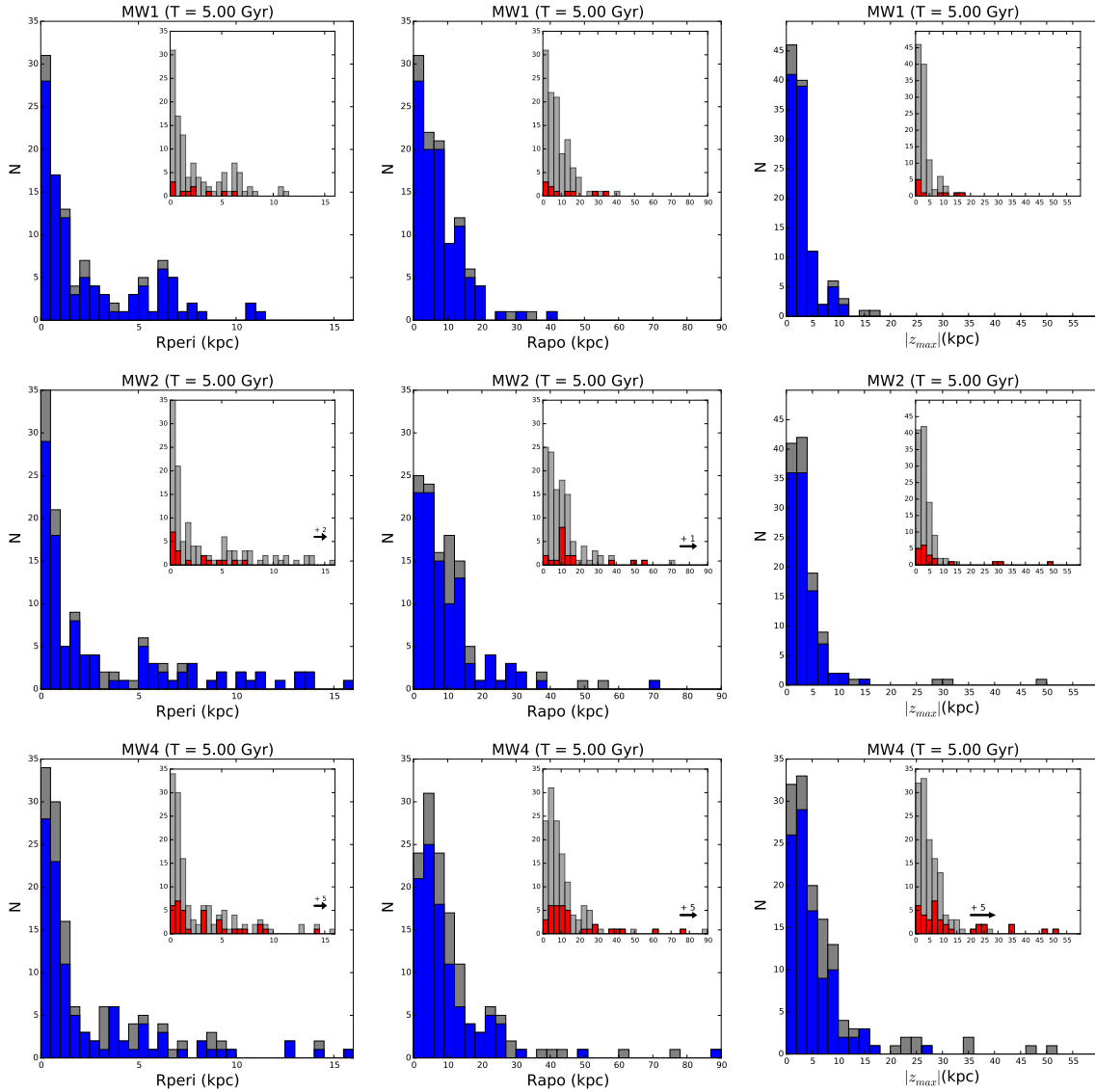


FIGURE 4.15 – Histogrammes des distances au péricentre ( $R_{\text{peri}}$ ), à l’apocentre ( $R_{\text{apo}}$ ) et dans la direction perpendiculaire au plan galactique ( $|z_{\text{max}}|$ ) pour la totalité des amas globulaires (gris), les amas in-situ (bleu) et les amas accrétés (rouge). Les paramètres orbitaux sont évalués entre  $t = 4$  Gyr et  $t = 5$  Gyr. De gauche à droite, simulation MW1, MW2, MW4. Dans la sous figure qui montre l’histogramme pour le système d’amas accrétés, une flèche horizontale indique la direction où se situent un nombre supplémentaires d’amas globulaires

MW1					MW2				
		25%	50%	75%			25%	50%	75%
All	$R_{apo}$	2.71	6.22	11.76	All	$R_{apo}$	3.46	7.78	13.42
	$R_{péri}$	0.40	1.23	4.55		$R_{péri}$	0.39	1.14	5.48
	$z_{max}$	1.17	2.28	3.62		$z_{max}$	1.59	2.70	4.58
Insitu	$R_{apo}$	2.71	6.22	11.33	Insitu	$R_{apo}$	3.28	6.56	13.11
	$R_{péri}$	0.38	1.15	4.84		$R_{péri}$	0.41	1.14	5.65
	$z_{max}$	1.22	2.32	3.55		$z_{max}$	1.44	2.65	4.26
Acc	$R_{apo}$	2.05	6.58	21.65	Acc	$R_{apo}$	10.05	10.58	16.98
	$R_{péri}$	0.27	1.93	4.53		$R_{péri}$	0.27	1.12	5.08
	$z_{max}$	0.39	1.64	12.90		$z_{max}$	2.04	3.58	6.65
MW4					Voie Lactée				
		25%	50%	75%			25%	50%	75%
All	$R_{apo}$	4.21	8.39	14.07	All	$R_{apo}$	5.55	7.83	19.61
	$R_{péri}$	0.51	1.13	4.57		$R_{péri}$	0.84	2.53	5.64
	$z_{max}$	2.23	4.51	8.44		$z_{max}$	2.05	4.27	14.47
Insitu	$R_{apo}$	3.32	6.55	11.70	Insitu	$R_{apo}$	4.59	7.11	13.69
	$R_{péri}$	0.45	0.92	3.60		$R_{péri}$	0.75	2.21	4.91
	$z_{max}$	1.87	3.72	6.39		$z_{max}$	2.01	3.58	8.34
Acc	$R_{apo}$	7.43	11.22	33.09	Acc	$R_{apo}$	7.43	11.22	33.09
	$R_{péri}$	0.73	3.04	6.98		$R_{péri}$	0.73	3.04	6.98
	$z_{max}$	4.08	8.15	24.92		$z_{max}$	4.08	8.15	24.92

TABLEAU 4.4 – La table fournit les valeurs du premier quartile (25 %), de la médiane et du troisième quartile (75%) des distributions des apocentres ( $R_{apo}$ ), péricentres ( $R_{péri}$ ) et distances verticales maximales au plan galactique ( $z_{max}$ ) pour chaque population d'amas globulaires, accréte + in-situ (All), in-situ (Insitu) et accréte (Acc) des simulations MW1 (tableau en haut à gauche), MW2 (tableau en haut à droite) et MW4 (tableau en bas à gauche). Sur le tableau en bas à droite, les mêmes valeurs sont données pour les 59 amas globulaires observés de la Voie Lactée (All) et pour le sous-échantillon épuré des 7 amas d'origine extragalactique (Insitu).

orbites. Existe-t-il un lien entre les caractéristiques orbitales des amas à la fin de la simulation et le moment où ces amas ont quitté le satellite progéniteur? D'une part, nous pouvons nous attendre au fait que des amas perdus dans les premières phases du processus d'accrétion soient moins liés gravitationnellement à la Voie Lactée, d'autre part, nous avons vu qu'il y a un recouvrement important dans la distribution spatiale et dans les propriétés orbitales des amas in-situ et des amas accrétés. Est-il donc possible de reconstruire l'histoire d'accrétion de notre Galaxie en utilisant les amas globulaires comme traceurs? Ce qui nous intéresse ici, n'est pas de discuter l'information contenue dans les propriétés chimiques et dans les âges, mais de comprendre quelles informations peuvent être déduites des caractéristiques orbitales.

#### 4.4.3.1 Apocentres, pericentres et temps d'échappement de la galaxie progénitrice

Les figures 4.16 et 4.17 montrent, à gauche, l'évolution dans le temps de la distance au centre galactique, d'une part, des amas globulaires et d'autre part, du centre de masse de leur galaxie progénitrice. Chaque amas est identifié par une couleur distincte pour le différencier du reste des amas originaires du même satellite. Dans les simulations analysées, l'histoire d'accrétion des amas d'origine extragalactique dans la galaxie massive peut être décrite par trois phases temporelles distinctes.

Dans les premières phases de l'interaction, une poignée d'amas globulaires ( $\sim 10\%$  par satellite accrété) s'échappe du potentiel gravitationnel de la galaxie massive, souvent sur des orbites hyperboliques ( $E > 0$ ). Cela se produit en général lorsque le satellite parent est à son premier passage au péricentre. Au total, il y a trois amas perdus pour les satellites Sat1, Sat3 et Sat4 de la simulation MW4 et un amas perdu pour le satellite Sat1 de la simulation MW2. Dans une deuxième phase de l'accrétion, environ 50% du système d'amas globulaires quitte le satellite progéniteur, alors que l'autre moitié du système d'amas globulaires reste liée au satellite jusqu'aux phases finales de fusion. Les amas qui restent liés le plus longtemps sont les plus liés au centre de masse du satellite à  $t = 0$  Gyr.

Toujours dans les panneaux de gauche des Figs. 4.16 et 4.17, nous observons que, dans le cas de la simulation MW1, le premier amas est perdu par le satellite au moment du premier passage au péricentre – à cette époque l'orbite de cet amas (courbe cyan en Fig. 4.16, panneau en haut à gauche) ne suit plus celle de la galaxie progénitrice (courbe noire épaisse dans le même panneau). Néanmoins l'orbite de cet amas reste liée à la galaxie massive, avec un apocentre d'environ 35 kpc à la fin de la simulation. Aucun amas ne s'échappe ensuite du satellite à son deuxième passage proche du centre de la galaxie massive, tous les autres étant perdus au troisième passage ou dans les phases finales de l'accrétion.

Pour la simulation MW2, les deux satellites perdent deux amas au premier passage : pour le satellite Sat 1, l'un des deux rejoint une orbite hyperbolique (courbe bleu foncée), alors que l'autre reste lié au système; pour le satellite Sat 2 de MW2, les deux amas perdus au premier passage restent, tous les deux, liés à la galaxie massive, toutefois leur orbite est légèrement perturbée lors des phases finales de la fusion du satellite Sat 1, leur apocentres augmentent vers  $\sim 3$  Gyr après le début de la simulation (courbes cyan et orange en Fig. 4.16, panneaux au centre et en bas, colonne à gauche).

Enfin, pour la simulation MW4, nous pouvons apprécier à quel point les propriétés or-

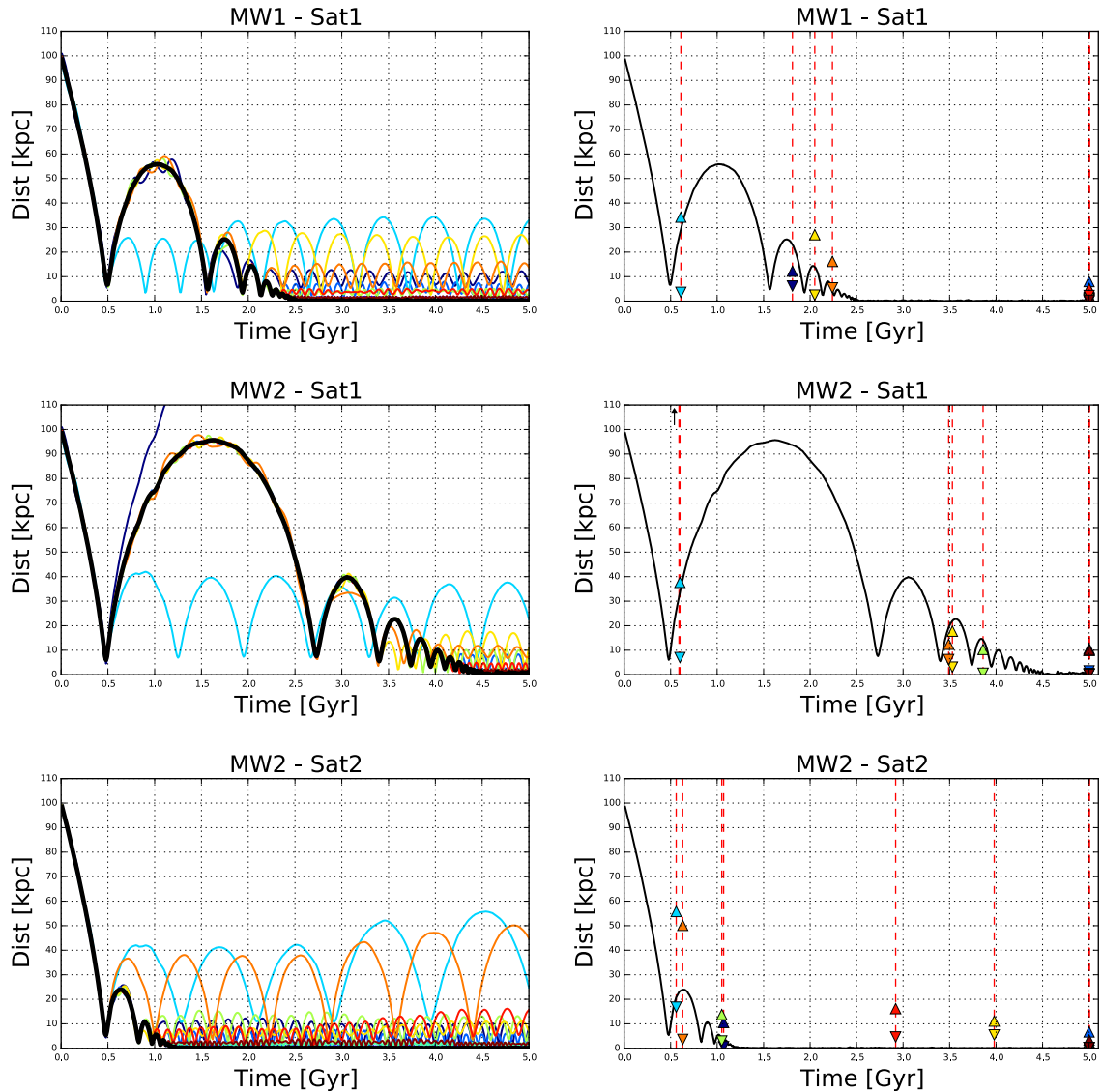


FIGURE 4.16 – *Panneaux de gauche* : Évolution au cours du temps de la distance au centre galactique, des amas accrétés (courbes colorés) et du centre de masse de leur satellite progéniteur (courbe noire). *Panneaux de droite* : distances maximales (apocentres, triangles vers le haut) et minimales (péricentres, triangles vers le bas) des amas globulaires. Ces distances sont calculées dans le dernier milliard d'années d'évolution, i.e. entre  $t = 4$  Gyr et  $t = 5$  Gyr, et, pour chaque amas, elles sont montrées au temps auquel l'amas a quitté le satellite parent ( $t_{echap}$ ). Chaque amas est identifié par une couleur. Les panneaux du haut montre l'unique satellite de la simulation MW1, les panneaux du milieu et du bas les deux satellites de la simulation MW2.



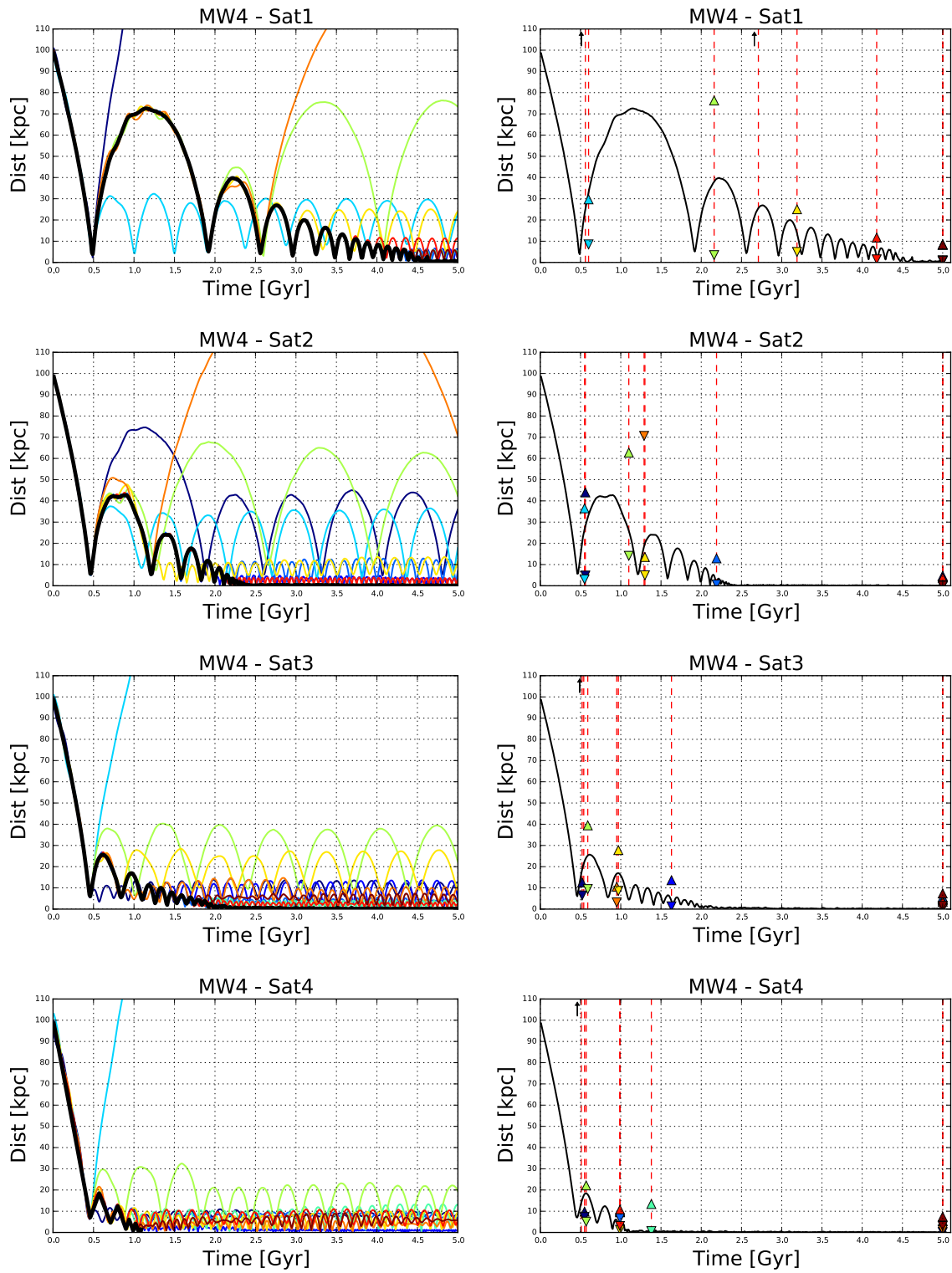


FIGURE 4.17 – Même chose que la Fig. 4.16 pour les satellites de la simulation MW4.

bitales des amas accrétés peuvent être impactées par une histoire d'accrétion de satellites particulièrement intense. Pour le satellite Sat 1, deux amas sont perdus lors du premier passage au péricentre de leur satellite parent : un des deux amas suit une orbite hyperbolique et n'est donc plus lié au système tandis que le second amas se dispose sur une orbite dont le rayon d'apocentre est d'environ 30 kpc. Pour les époques suivantes, tous les amas perdus par ce satellite restent liés au système mais sur des orbites significativement différentes : au troisième passage au péricentre, deux amas perdus se retrouvent sur des orbites externes dont l'apocentre est de  $\sim 70$  kpc pour l'un (courbe verte) et  $> 110$  kpc pour l'autre (courbe orange) (voir panneau du haut, Fig. 4.17) tandis que tous les autres amas sont sur des orbites plus internes ( $R_{apo} \leq 30$  kpc). Pour le satellite Sat 2, nous observons une grande richesse dans les propriétés orbitales finales de ses amas, qui restent tous liés à la galaxie type Voie Lactée, à la fin de la fusion, mais dont les apocentres sont très variés : au temps final, certains amas sont confinés dans les régions plus internes de la galaxie ( $R_{apo} \leq 10$  kpc), d'autres ont des apocentres intermédiaires ( $R_{apo} \sim 30$  kpc), d'autres encore peuplent les parties les plus externes du halo ( $R_{apo} \geq 60$  kpc). Enfin, il est intéressant de noter que des amas perdus simultanément, par le satellite, se retrouvent sur des orbites significativement différentes : c'est le cas, par exemple, des amas indiqués par les courbes cyan, verte et bleu, autant pour le satellite Sat3 que pour le satellite Sat4 (troisième et quatrième panneaux dans la colonne de gauche de la Fig. 4.17). Ainsi, même perdus simultanément par le même satellite, ces amas se distribuent : pour le premier sur une orbite très interne, pour le deuxième sur une orbite où  $R_{apo}$  varie entre 20 kpc et 40 kpc selon le satellite considéré, et pour le dernier sur une orbite hyperbolique.

De cette analyse nous concluons que les propriétés orbitales finales du système d'amas accrétés peuvent être difficilement mises en relation avec leur histoire d'accrétion (temps d'échappement de la galaxie satellite, par exemple). À la difficulté de rechercher les amas accrétés parmi la totalité d'amas contenus dans une galaxie comme la Voie Lactée, à partir de leur positions et cinématique actuelles, il s'ajoute la complexité de remonter à leur histoire d'accrétion – et éventuellement à l'orbite du satellite – en utilisant ces mêmes traceurs. Pour montrer encore mieux l'absence d'une relation entre propriétés orbitales et le temps auquel un amas quitte sa galaxie progénitrice, dans la colonne de droite des Figs. 4.16 et 4.17, nous montrons à nouveau la distance, en fonction du temps, de chaque satellite de la simulation du centre de la galaxie massive. Mais cette fois-ci, pour chaque amas de chaque satellite nous montrons avec des triangles vers le haut et vers le bas, respectivement, la valeur de leurs apocentres et pericentres, au moment où ces mêmes amas quittent leur galaxie progénitrice. Pour chaque amas, ce temps d'échappement est défini comme le temps auquel leur distance au centre de leur galaxie mère est supérieure à 10 kpc. Les apocentres et pericentres sont évalués sur le dernier milliard d'années de la simulation. Nous observons clairement qu'il n'y a pas de relation simple entre ces quantités : les amas perdus dans les phases finale de l'accrétions ont, en général, des orbites confinées dans les régions les plus internes de la galaxie résidu de fusion, mais inversement, tous les amas sur des orbites internes n'ont pas été perdus dans les phases finales de l'interaction. Ici, encore, nous observons que tous les amas perdus simultanément peuvent avoir des paramètres orbitaux assez différents.

#### 4.4.3.2 L'espace E-Lz

La difficulté qu'il y a à utiliser les paramètres orbitaux ( $R_{apo}, R_{peri}$ ) des amas accrétés pour remonter au temps de leur accrétion dans la galaxie (voir section précédente) se

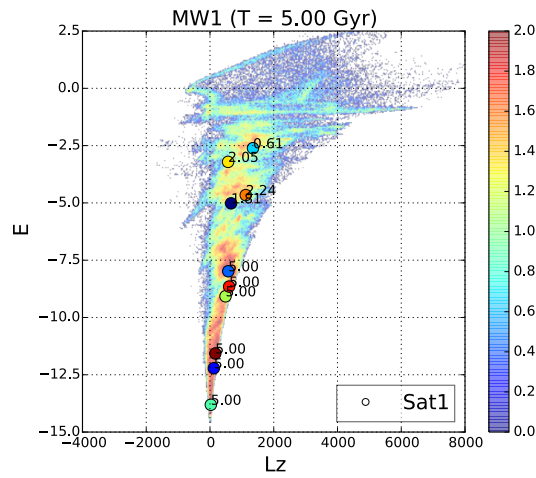


FIGURE 4.18 – Espace  $E - L_z$ , à  $t_f = 5$  Gyr, pour les amas globulaires accrétés du satellite de la simulation MW1. En arrière-plan, la distribution dans l'espace  $E - L_z$  des étoiles du même satellite est montrée. Les couleurs utilisées pour identifier les amas globulaires (ronds) sont identiques à celles adoptées en Fig. 4.16. Le nombre, associé à chaque amas, indique son temps d'échappement ( $t_{echap}$ ) du satellite progéniteur.  $t_{echap} = 5$  Gyr signifie que la distance entre l'amas et le centre de masse de son satellite parent est toujours inférieur à 10 kpc.

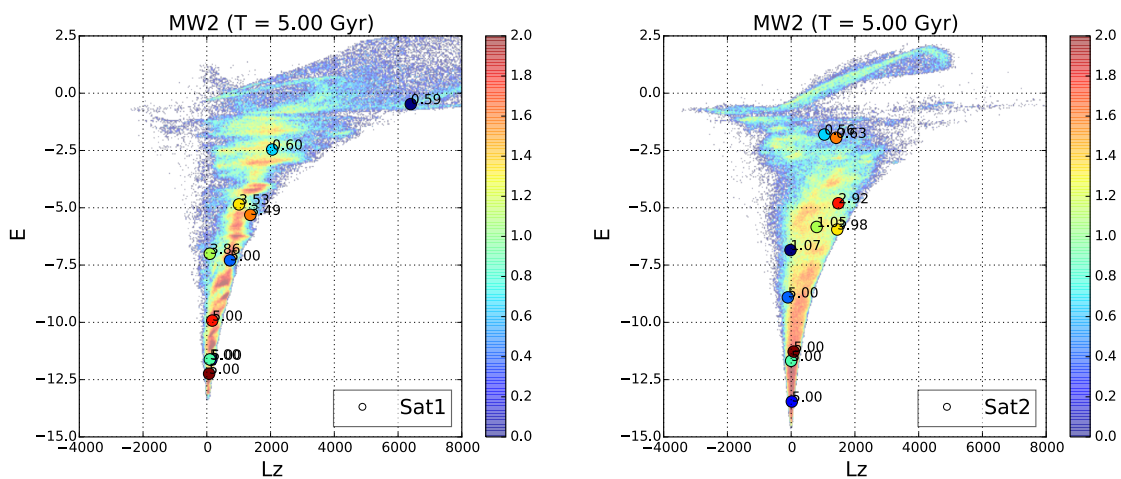


FIGURE 4.19 – Similaire à la Fig. 4.18, mais pour les deux satellites de la simulation MW2.

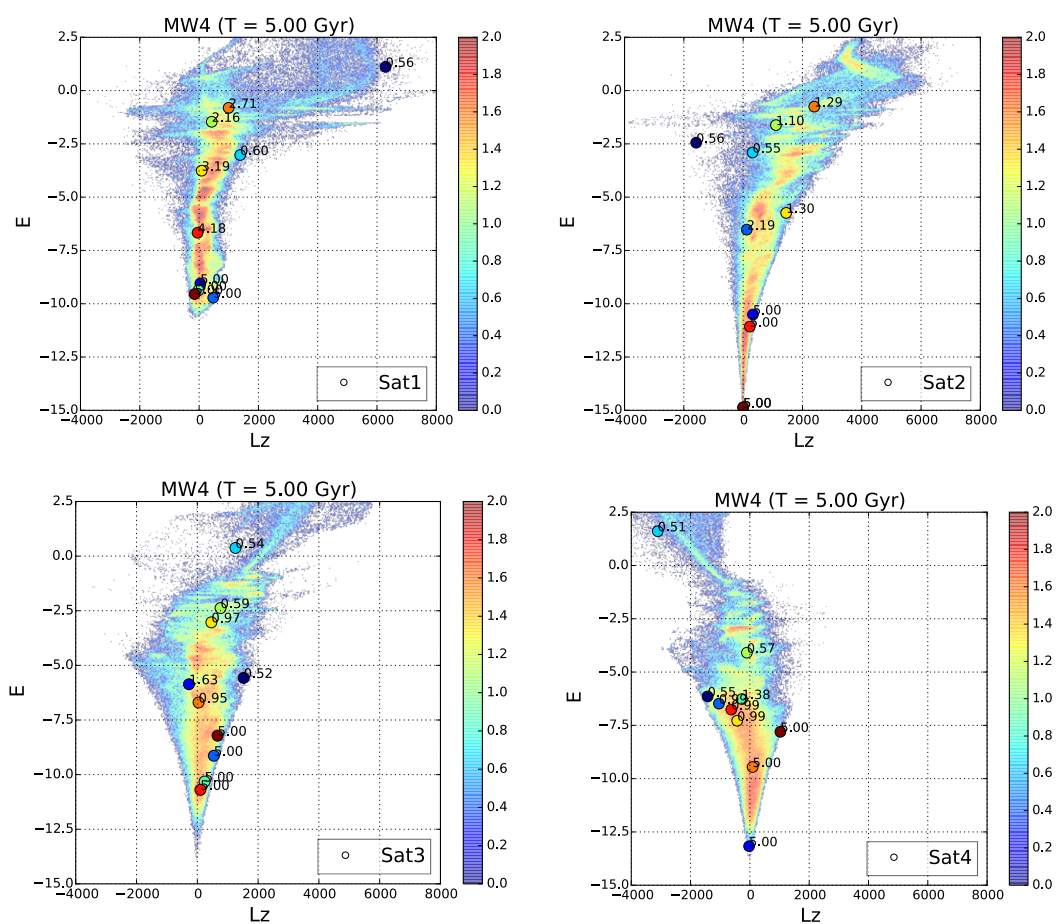


FIGURE 4.20 – Similaire aux Figs. 4.18 et 4.19, mais pour les quatres satellites de la simulation MW4.

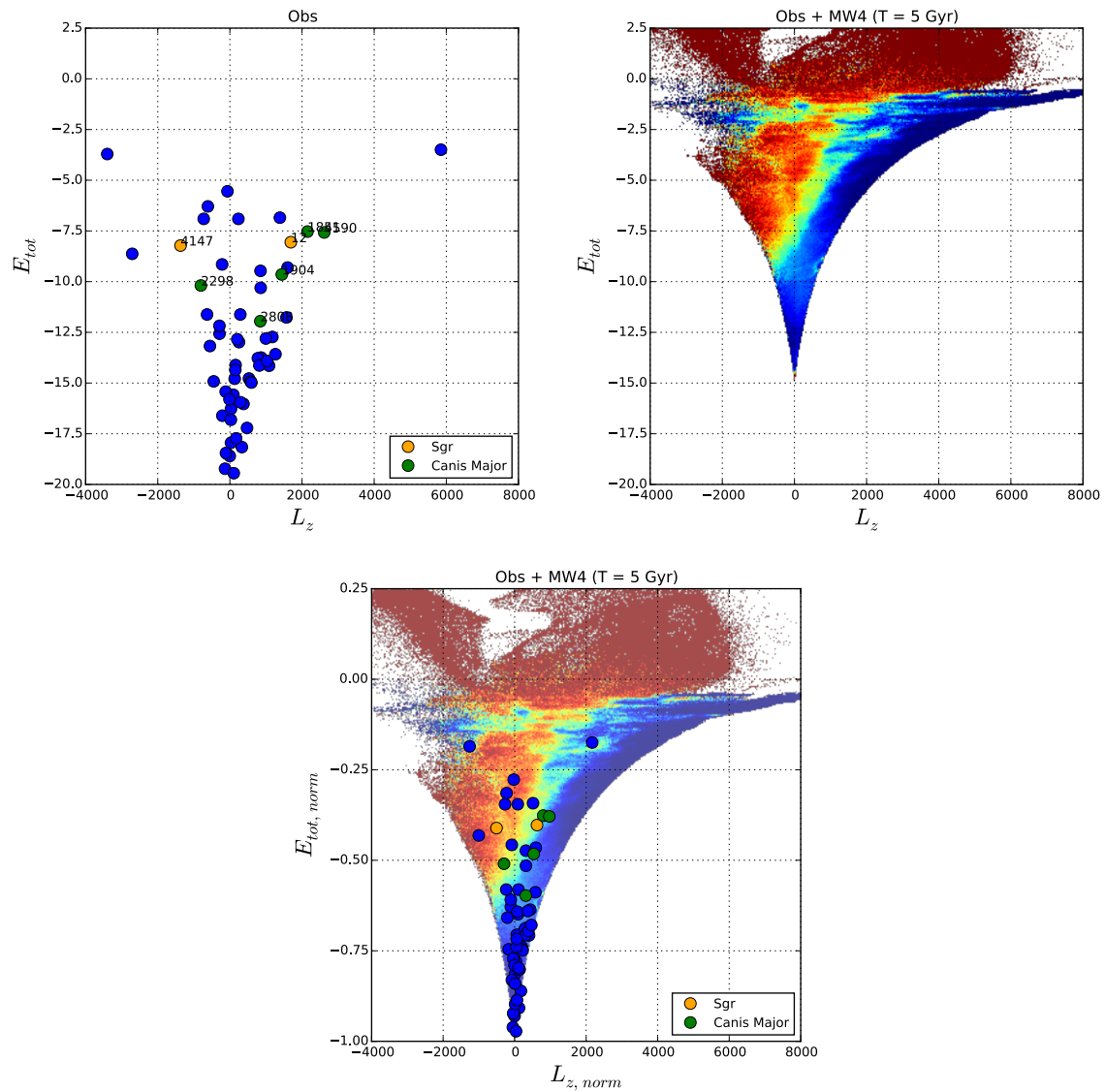


FIGURE 4.21 – Espace  $E$ - $L_z$  de 59 amas globulaires observés dans la Voie Lactée (panneau du haut, à gauche). Les ronds oranges et verts identifient les amas de la Voie Lactée associés à la galaxie naine du Sagittaire et à celle de Canis Major, respectivement. En haut à droite, l'espace  $E$ - $L_z$  pour toutes les étoiles (accrédées et in-situ) de la simulation MW4. Une normalisation est appliquée dans le panneau de bas, pour que les deux espaces précédents soient superposés (voir texte).

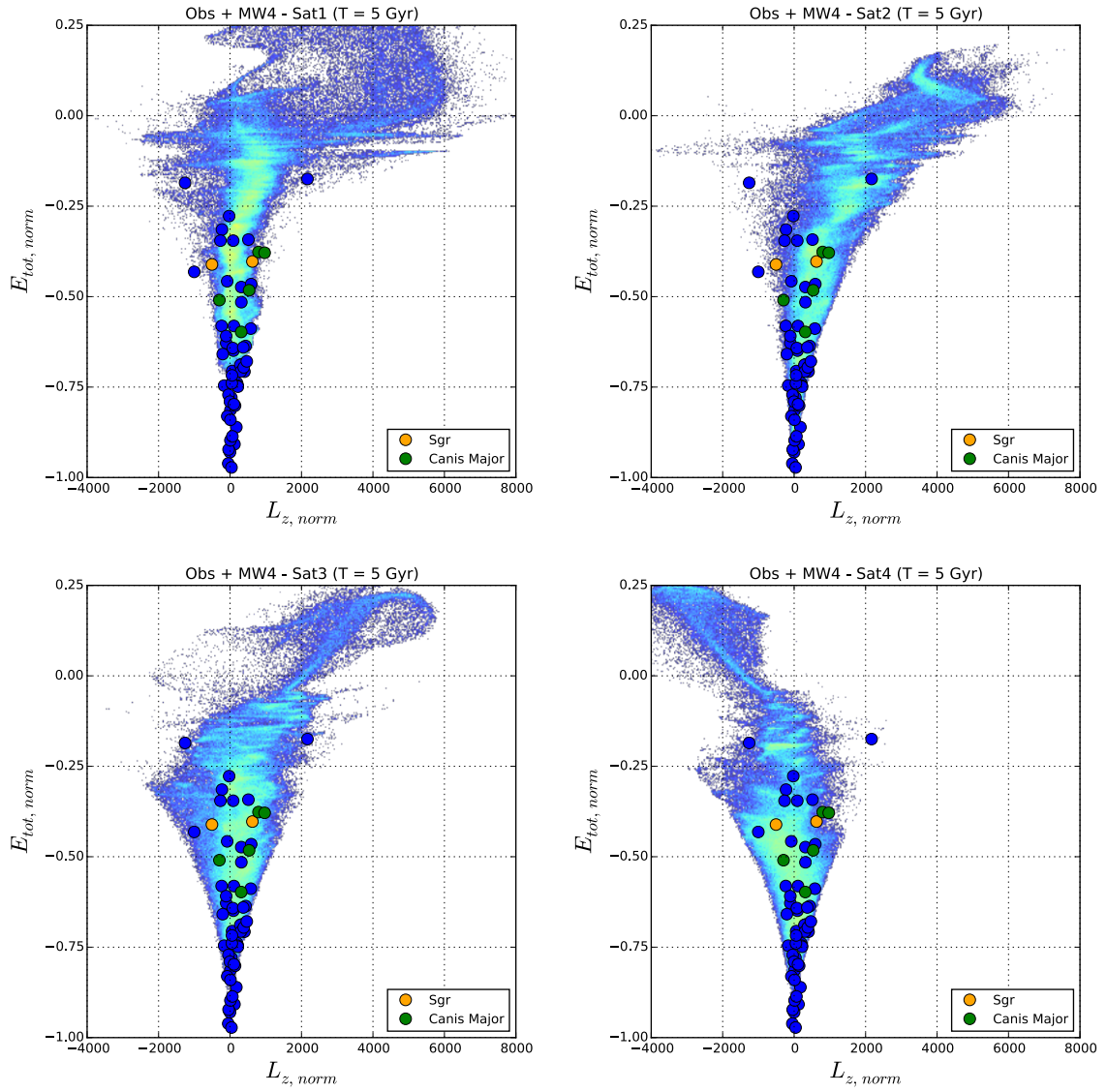


FIGURE 4.22 – Espace  $E - L_z$  de 59 amas globulaires observés dans la Voie Lactée superposée à la distribution des étoiles des satellites accrétés dans la simulation MW4. Les axes sont normalisés afin que les distributions simulées et observées coïncident (voir texte).

retrouve aussi lors de l'examen de l'espace  $E-L_z$ . Pour chacune des simulations, nous montrons, dans les Figs. 4.18, 4.19 et 4.20, la distribution dans l'espace  $E-L_z$ , au temps final ( $t = 5$  Gyr), des amas accrétés appartenant aux différents satellites. Sur les figures, nous reportons également pour chaque amas, son temps d'échappement de son satellite progéniteur. Pour comparaison, la distribution dans l'espace  $E-L_z$  des étoiles de chaque satellite est aussi reportée en arrière plan. Quelques commentaires sur ces figures :

- la tendance générale est que les amas perdus dans des phases tardives de l'interaction ont de basses énergies orbitales, alors que les amas perdus dans les premières phases de l'accrétion du satellite tendent à se positionner dans la partie haute du plan  $E-L_z$ , i.e. à hautes énergies. Toutefois, comme dans le cas des rayons d'apocentre et péricentre, cette tendance montre un certain nombre d'exceptions. Les amas qui quittent simultanément leur satellite parent ne possèdent pas tous la même énergie et le même moment angulaire au temps final de la simulation. Cet aspect est similaire à ce que nous avons vu pour les étoiles (Chapitre 3). De plus, même après avoir quitté leur satellite parent, leur énergie et leur moment angulaire peuvent aussi changer à cause des changements dans le potentiel gravitationnel induits pas les phases finales de l'accrétion du même (ou d'autres) satellite(s). En conséquence, nous n'observons pas une décroissance monotonique de l'énergie  $E$  avec le temps d'échappement.
- même dans le cas favorable où nous connaîtrions l'origine extragalactique d'un groupe d'amas de la Galaxie (en utilisant, par exemple, l'âge et la chimie), nous ne pourrions pas utiliser leurs propriétés orbitales pour remonter à l'époque à laquelle ils se sont échappés de leur galaxie progénitrice.
- comme nous le verrons également dans la suite de cette section pour le cas des amas globulaires de la Voie Lactée, la distribution des amas accrétés dans l'espace  $E-L_z$  peut être compatible avec différentes histoires d'accrétion. Ainsi, il n'est pas possible d'utiliser leur distribution pour remonter aux paramètres orbitaux de leur galaxie progénitrice. Par exemple, dans le cas de la simulation MW2, la distribution des amas globulaires issus du satellite Sat 1 est autant compatible avec la distribution stellaire sous-jacente du satellite Sat 1, qu'avec celle du satellite Sat 2. De même, pour la simulation MW4, la distribution dans l'espace  $E-L_z$  des amas du satellite Sat 1 pourrait être compatible avec les paramètres d'accrétion de satellite Sat 2, ou Sat 3. Il est donc difficile, au moins dans le cas de quelques dizaines d'objets, de pouvoir remonter à l'histoire d'accrétion, en utilisant des traceurs cinématiques.
- Enfin, en comparant la distribution des amas accrétés dans l'espace  $E-L_z$  avec celle des étoiles de la galaxie progénitrice, nous remarquons aussi qu'aucune corrélation claire ne peut être établie entre la position des amas dans cet espace et celles des surdensités stellaires.

Pour renforcer notre point sur la difficulté de reconstruire l'histoire d'accrétion d'un système d'amas globulaire, et les caractéristiques orbitales de son progéniteur, à partir des intégrales du mouvement, nous avons analysé la distribution dans l'espace  $E-L_z$  des 59 amas globulaires présents dans le catalogue principal de Casetti-Dinescu (voir Sect. 4.2.2 dans ce Chapitre). Cette distribution est reportée dans la Fig. 4.21, où deux des amas associés à la galaxie de Sagittaire sont montrés en orange, et cinq amas associés à Canis Major sont montrés en vert. Nous pouvons déjà observer que les deux groupes d'amas, dont l'origine suggérée est extragalactique, se redistribuent sur un large interval de l'espace  $E-L_z$ . Nous avons voulu comparer cette distribution à une des distributions issues des simulations, en particulier à la simulation MW4. Puisque le potentiel dans lequel les orbites des amas globulaires galactiques sont intégrées (i.e. Allen and Santillan [1991])

n'est pas le même potentiel de la simulation, lorsque nous comparons la distribution dans l'espace  $E - L_z$  des amas galactiques (panneau en haut, de gauche), avec celle issue de la simulation MW4 (panneau en haut, de droite), nous observons que les deux distributions ne partagent pas la même échelle en énergie et moment angulaire (par exemple, la valeur minimale de l'énergie atteinte dans la simulation MW4 est supérieure à la valeur minimale atteinte par les données observationnelles)

Pour pouvoir comparer plus aisément les deux distributions, nous avons donc renormalisé l'échelle des énergies et moments angulaires de la simulation MW4 uniquement, de façon arbitraire, d'une part, en faisant coïncider les minima d'énergie des distributions observées et simulées, et d'autre part, en rendant compatible les valeurs de moment angulaire  $L_z$  (panneau de bas). En utilisant cette même renormalisation, en Fig. 4.22 nous montrons la distribution des 59 amas globulaires galactiques, cette fois-ci superposée à la distribution stellaire des quatre satellites de la simulation MW4, montrés séparément, dans les quatre panneaux de la figure. Nous remarquons que la distribution observée est compatible avec celles des quatre satellites. La recherche de l'histoire des événements d'accrétion qu'aurait expérimenté la Voie Lactée, à partir des propriétés orbitales actuelles est dégénérée.

Enfin, nous terminons cette discussion sur la distribution dans l'espace  $E - L_z$  des amas globulaires simulés en montrant comment la totalité des amas (in-situ et accrétés) est répartie dans cette espace (Fig. 4.23). Dans cette figure, les amas in-situ sont montrés avec des ronds bleu, et les amas accrétés en rouge. En arrière plan, nous montrons aussi la carte avec la fraction d'étoiles accrétées par rapport à la totalité des étoiles, dans les différentes régions de l'espace  $E - L_z$ . Comme déjà remarqué pour les étoiles de champ (Chapitre 3), il y a un recouvrement important entre les populations in-situ et les populations accrétées, ceci est également visible pour les amas globulaires. Pour les simulations MW1 et MW2, aucune région de l'espace n'est dominée par les amas accrétés. Pour la simulation MW4, au contraire, nous remarquons un excès d'amas accrétés pour les régions avec  $L_z < 0$  : cet excès d'amas en orbite rétrograde est majoritairement associé à l'accrétion du satellite Sat 4, mais nous remarquons que certains amas globulaires en orbite rétrograde sont originaires aussi de satellites initialement sur orbites progrades (Sat1, Sat2 et Sat3, voir Fig. 4.22).

#### 4.4.3.3 L'espace $L_z - L_{\perp}$

Comme pour l'espace  $E - L_z$ , aucune corrélation claire n'existe entre le temps d'échappement d'un amas de sa galaxie progénitrice et sa position dans le plan  $L_z - L_{\perp}$ , comme il est montré sur les Figs. 4.24 et 4.25, pour les trois simulations MW1, MW2, MW4. Nous observons que chaque satellite, et le cortège d'amas associés, se redistribue sur une large portion de cet espace, et que le recouvrement entre les amas provenant de différents satellites est aussi considérable.

Les différentes composantes du moment angulaire n'étant pas conservées au cours du temps, et le recouvrement entre amas in-situ et amas accrétés étant non négligeable, cela fait douter de la possibilité de faire un rapprochement entre l'origine des amas globulaires galactique et des étoiles de champ localisées dans un large voisinage solaire, à partir de leur distribution respectives dans l'espace  $E - L_z$  uniquement. Supposer une origine commune entre les amas globulaires et les étoiles de champ sur la base d'une distribution similaire dans l'espace  $E - L_z$  est l'approche suivie par [Smith et al. \[2009\]](#). Ces



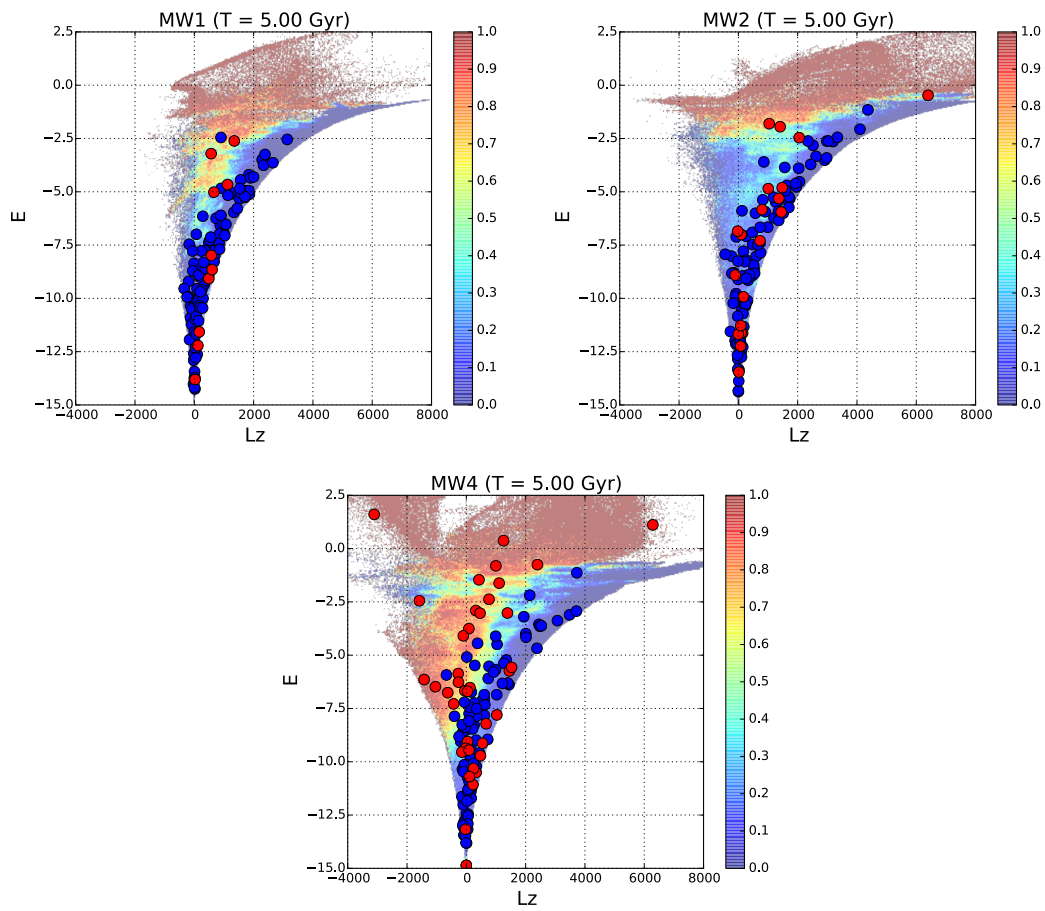


FIGURE 4.23 – Espace  $E-L_z$ , à  $t_f = 5$  Gyr, pour les amas globulaires in-situ (ronds bleus) et accrétés (ronds rouges). En arrière plan, la densité de surface du rapport des densités stellaires des satellites sur la totalité des étoiles. De gauche à droite, de haut en bas : simulations MW1, MW2 et MW4

auteurs ont mis en relation des surdensités stellaires observées dans l'espace  $L_z - L_\perp$  pour un échantillon d'étoiles contenu dans un large (i.e. quelques kpc) voisinage solaire avec la position des amas globulaires dans ce même espace. À partir de l'observation que, parmi les amas globulaires galactiques, quatre ont des valeurs de  $L_z$  et  $L_\perp$  similaires à celle d'une surdensité stellaire dans le même espace, [Smith et al. \[2009\]](#) en déduisent que ces amas ont possiblement une origine extragalactique, comme suggéré aussi pour les étoiles appartenantes à la dite surdensité. Dans le Chapitre 3, nous avons déjà commenté sur le risque d'interpréter des surdensités stellaires dans les espaces des intégrales du mouvement comme une évidence d'une origine extragalactique des étoiles qui les composent. Mais ici nous voulons mettre en garde quant à toute interprétation d'un lien entre amas et surdensités d'étoiles de champ dans les espaces des intégrales du mouvement.

Comme exemple du fait que l'interprétation fournie dans [Smith et al. \[2009\]](#) n'est pas sans risque, nous avons sélectionné des "voisinages solaires" différents dans nos simulations – ces voisinages étant définis comme dans le Chapitre 3. En Figs. 4.26 et 4.27, nous montrons la distribution, dans l'espace  $L_z - L_\perp$ , des étoiles situées dans deux de ces "voisinages solaires", à 12 kpc du centre de la galaxie résidu de fusion, au temps final ( $t = 5$  Gyr) de la simulation MW4. Dans ces figures, nous montrons aussi la distribution de la totalité des amas globulaires (in-situ en bleu, et accrétés en rouge), en indiquant avec différents symboles les amas accrétés originaires des différents satellites. L'analyse de ces figures nous amène aux conclusions suivantes :

1. *Des amas globulaires de même nature peuvent être associés, dans l'espace  $L_z - L_\perp$ , à des surdensités stellaires d'origines différentes.* Ceci est clairement montré en Fig. 4.26. Dans le panneau de gauche, nous mettons en évidence une surdensité stellaire (d'étendue comparable, dans l'espace  $L_z - L_\perp$ , à celle trouvée par [Smith et al. \[2009\]](#)) qui est, à 95%, constituée d'étoiles (107) provenant du satellite Sat 4 de la simulation. Deux amas globulaires ont des valeurs de  $L_z - L_\perp$  coïncidant avec cette surdensité et ils sont tous les deux originaires de Sat 4. Cependant, dans le cas du panneau de droite, les mêmes deux amas globulaires sont associés à un groupe d'étoiles (24 étoiles) composé à 42% de Sat2, à 12% de Sat4 et à 46% d'étoiles in-situ.
2. *Des amas globulaires de nature différente peuvent être associés, dans l'espace  $L_z - L_\perp$ , à des surdensités stellaires de même origine.* Ceci est montré en Fig. 4.27, pour un des "voisinages solaires" définis dans le Chapitre 3, dans le cas de la simulation MW4. Une surdensité stellaire est visible, dans l'espace  $L_z - L_\perp$  autour de  $L_z \sim 200$  et  $L_\perp \sim 1300$ . Elle est majoritairement composée d'étoiles accrétées de même origine (toutes associées au satellite Sat2). Deux amas globulaires partagent la même localisation dans cet espace  $L_z - L_\perp$  (à l'intérieur du cercle noir). Il s'agit de deux amas avec une origine distincte, l'un est issu du satellite Sat2 et le second du satellite Sat3.

Nous mettons donc en garde contre les associations d'amas globulaires et d'étoiles de champ faites sur le seul diagnostic  $L_z - L_\perp$  car des populations "voisines" dans cet espace n'ont pas nécessairement la même origine.

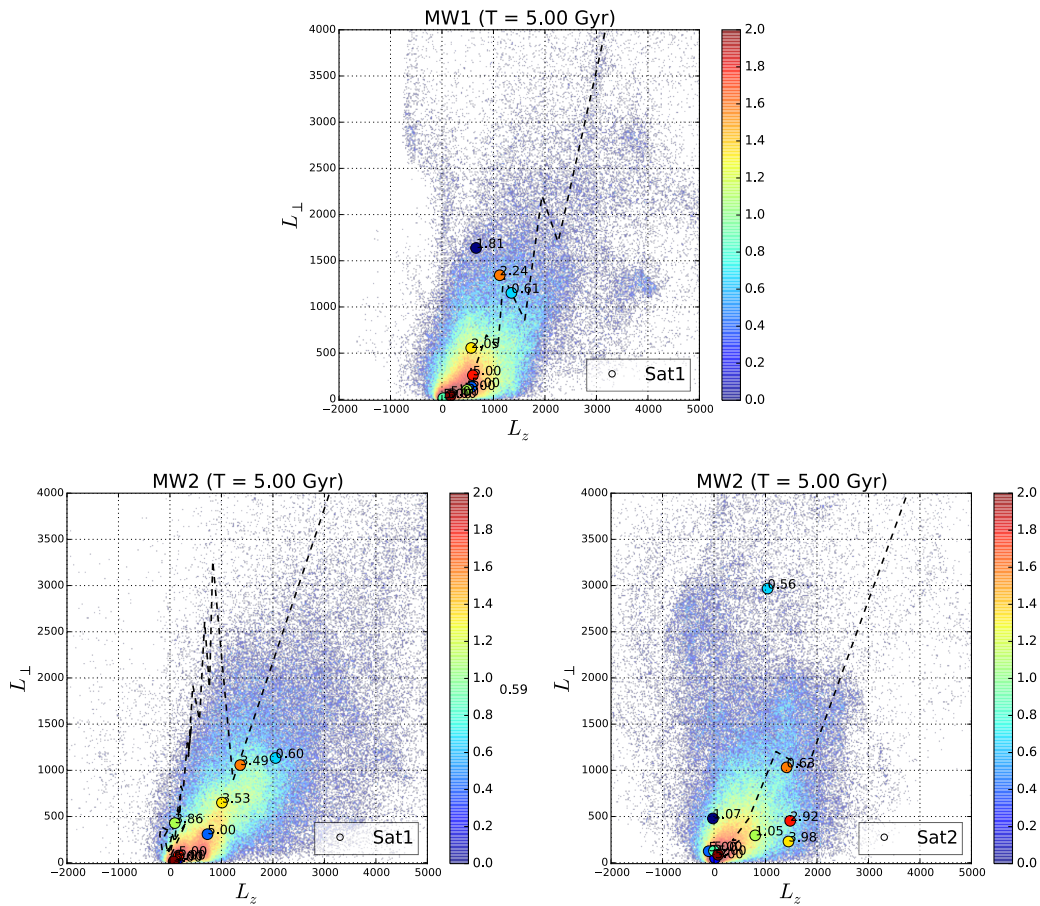


FIGURE 4.24 – Espace  $L_z - L_{\perp}$  à  $t_f = 5$  Gyr, pour les amas globulaires accrétés de chacun des satellites des simulations MW1 et MW2. En arrière-plan, la densité stellaire des satellites progéniteurs est montrée. Un nombre, associé à chaque amas, indique le temps auquel il quitte sa galaxie progénitrice. La ligne noire en pointillé schématise l'évolution au cours du temps du centre de masse de la galaxie satellite dans cet espace.

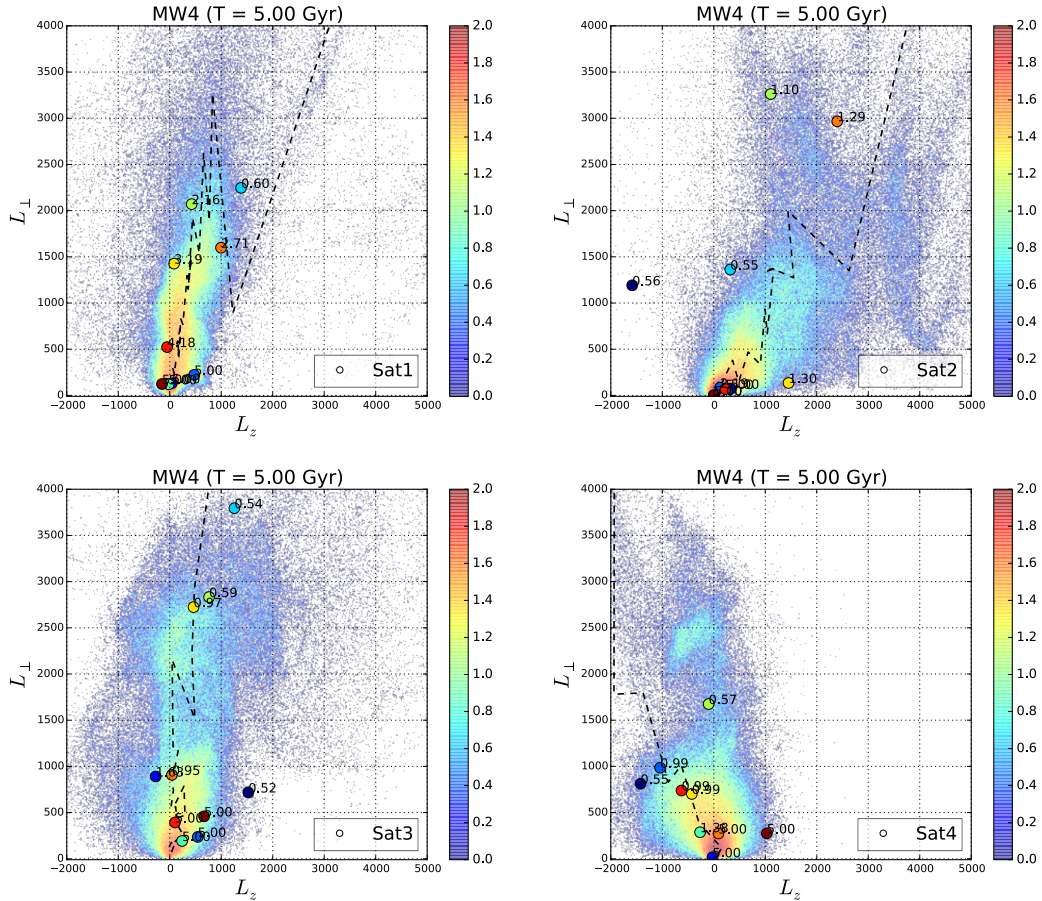


FIGURE 4.25 – Similaire à la Fig. 4.24 mais pour les quatres satellites de la simulation MW4.

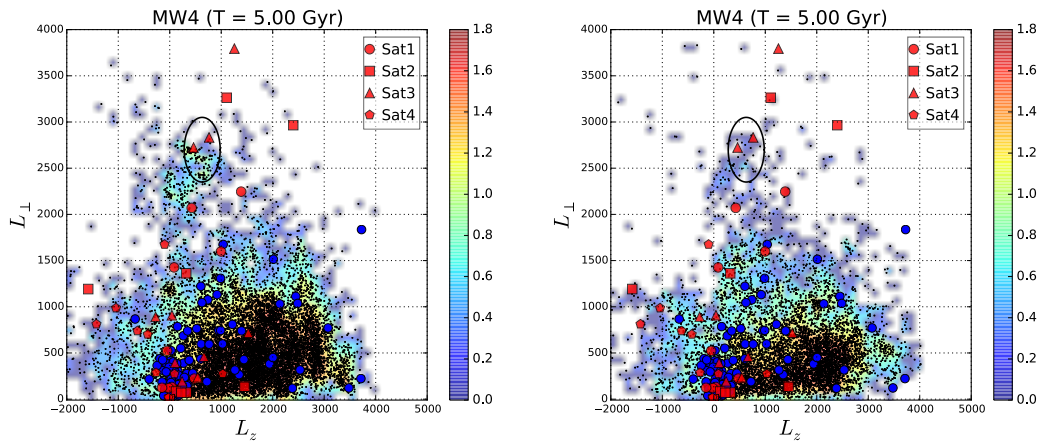


FIGURE 4.26 – Espace  $L_z - L_{\perp}$  pour les amas globulaires et les étoiles de deux "voisines solaires" de la simulation MW4. Les amas in-situ sont représentés par des ronds bleus, en rouge les amas accrés (les amas issus du même satellite ont le même symbole). En arrière plan, nous montrons la distribution, dans le même espace, des étoiles d'un des voisines solaires définis dans le Chapitre 3, localisé à 12 kpc et avec un rayon de 3 kpc. Les panneaux de droite et gauche montrent deux voisines solaires distincts et séparés, en azimuth, de 112 degrés. Les points noirs représentent les étoiles individuelles. Le cercle noir identifie une région avec une étendue similaire à celle dans laquelle [Smith et al. \[2009\]](#) ont trouvé un groupe d'étoiles et d'amas globulaires pour lesquels ils proposent une même origine extragalactique.

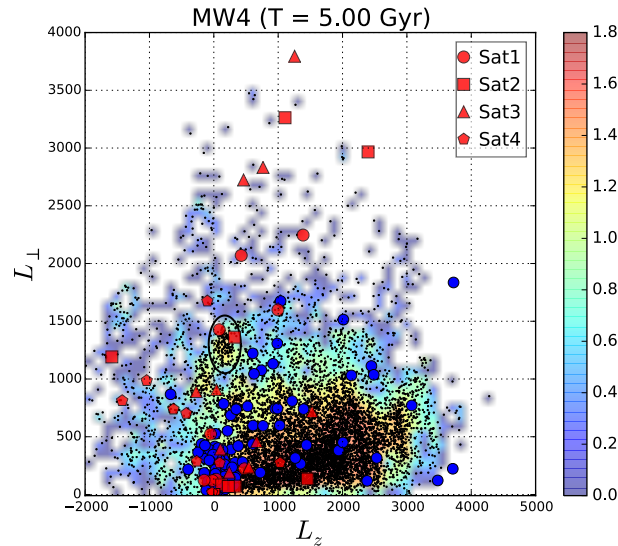


FIGURE 4.27 – Similaire à la Fig. 4.26.

## 4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons commencé à aborder l'étude de l'évolution d'un système d'amas globulaires, modélisés comme des points de masse, dans le cas où leur galaxie hôte évolue de façon séculaire ou en accréant un ou plusieurs satellites, chacun dix fois moins massif. En particulier, nous nous sommes concentrés sur l'évolution de la population d'amas in-situ, leur redistribution spatiale, et leur caractéristiques orbitales et – dans le cas des interactions – sur la comparaison de ces propriétés avec celle de la population d'amas accrés. Nos résultats principaux sont les suivants :

- l'observation que certains des amas globulaires riches en métaux de la Galaxie ont une distribution barrée (voir Chapitre 2) est compatible avec une origine de ces derniers dans le disque épais. Nous avons en fait montré qu'une population d'amas de disque épais, initialement distribuée de façon axisymétrique dans la galaxie hôte, peut être attrapée dans la barre et présenter, en conséquence, une distribution asymétrique dans les régions centrales.
- la formation d'un bulbe boîté, ou en cacahuète, dans les régions centrales d'une galaxie à disque barrée entraîne un épaissement du système d'amas globulaires de disque. Dans le cas de la simulation isolée que nous avons analysée, cet épaissement est quantifiable par une augmentation de 50% dans la valeur de  $z_{50}$  – la distance au disque qui contient la moitié du système d'amas. Cet épaissement n'est pas suffisant pour former une population d'amas de halo, à partir d'un système de disque.
- quand la même galaxie analysée dans le cas isolée accrete un ou plusieurs satellites, le système d'amas in-situ chauffe cinématiquement. Nous observons que dans le cas de la simulation où quatre satellites avec rapport de masse 1 :10 sont accrés sur la galaxie type Voie Lactée, le système d'amas globulaires in-situ, à la fin de la phase de fusion, a chauffé significativement, en formant un halo interne. En particulier, certains des amas in-situ sont à des distances qui atteignent 15 kpc.
- bien qu'une partie des amas accrés se trouve aussi proche du disque et dans les régions internes du résidu de fusion, leur distribution spatiale présente une queue

à grandes distances du plan galactique qui n'est pas observée pour les amas in-situ. Dans nos simulations, les amas qui se trouvent à des distances supérieures à 15 kpc du plan galactique sont uniquement des amas accrétés.

- les amas accrétés qui se trouvent à des distances supérieures à 15 kpc sont principalement – mais pas exclusivement – des amas qui ont échappé à leur galaxie hôte dans les premières phases de l'accrétion. Aucune corrélation claire n'existe entre le temps d'échappement de la galaxie satellite et les propriétés orbitales (apocentres, énergies et moments orbitaux) du système d'amas.
- quant à la possibilité de discriminer l'origine in-situ ou accrétée des amas globulaires sur la base de leur redistribution dans les espaces des intégrales du mouvement ( $E - L_z, L_z - L_{\perp}$ ), les mêmes difficultés déjà mises en évidence pour les étoiles de champ dans le Chapitre 3 sont rencontrées ici. Nous observons un recouvrement significatif entre amas in-situ et amas accrétés dans tous ces espaces ainsi qu'un recouvrement entre les amas provenant de galaxies satellites différentes.
- en particulier, nous mettons en garde contre la tentation d'interpréter – sur la base de la seule cinématique – tout recouvrement entre amas globulaires et surdensités des étoiles de champs observées dans les espaces des intégrales du mouvement comme évidence d'une origine commune des deux populations, et en particulier de leur possible origine extragalactique.

Un certain nombre de questions restent ouvertes. En partie celles liées aux limitations des simulations réalisées dans cette étude. Le choix de générer un système d'amas globulaires pour les galaxies satellites avec une échelle de longueur courte implique qu'une fraction significative d'amas (environ 50% dans les simulations que nous avons analysées) reste liée à la galaxie progénitrice jusqu'aux phases finales de l'interaction. Nous estimons nécessaire de répéter certaines de ces simulations, avec un choix différent pour la distribution initiale des amas des galaxies satellites afin d'étudier l'impact de ce choix sur l'évolution du système. De plus, nous n'avons pas inclus une population initiale d'amas in-situ dans le halo de la galaxie de type Voie Lactée. La présence d'une telle population pourrait changer la proportion entre amas in-situ et amas accrétés dans les régions du halo externe – qui dans nos simulations sont peuplées uniquement d'amas accrétés. Enfin, toutes ces simulations ont été réalisées sans prendre en compte la présence du gaz, ni dans la galaxie de type Voie Lactée, ni dans les satellites. D'autres études ont montré que la présence de gaz peut limiter le chauffage cinématique du disque lors d'accrétions (?; ?). Dans ces travaux, les disques gazeux ont souvent été modélisés comme des disques peu turbulents, et très minces, qui exercent donc une force gravitationnelle de rappel importante, qui contrebalance le réchauffement du disque stellaire. Il serait important de prendre en compte cette composante dissipative, en modélisant aussi bien des conditions typiques des disques gazeux de l'Univers local, que des conditions plus proches de celles observées à plus haut redshift.

## Références

- M. G. Abadi, J. F. Navarro, and M. Steinmetz. Stars beyond galaxies : the origin of extended luminous haloes around galaxies. *MNRAS*, 365 :747–758, January 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09789.x. [123](#), [124](#)
- C. Allen and A. Santillan. An improved model of the galactic mass distribution for orbit computations. *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 22 :255–263, October 1991. [133](#), [158](#)

- C. Allen, E. Moreno, and B. Pichardo. Six New Galactic Orbits of Globular Clusters in a Milky Way-Like Galaxy. *ApJ*, 674 :237-246, February 2008. doi : 10.1086/524982.
- K. M. Ashman and S. E. Zepf. Book Review : Globular cluster systems / Cambridge U Press, 1998. *The Observatory*, 118 :387, December 1998. [123](#)
- B. Barbuy, E. Bica, and S. Ortolani. Globular clusters within 5(deg) of the Galactic center. *A&A*, 333 :117–124, May 1998. [125](#)
- P. Barmby, J. P. Huchra, J. P. Brodie, D. A. Forbes, L. L. Schroder, and C. J. Grillmair. M31 Globular Clusters : Colors and Metallicities. *AJ*, 119 :727–747, February 2000. doi : 10.1086/301213. [123](#)
- T. C. Beers, M. Chiba, Y. Yoshii, I. Platais, R. B. Hanson, B. Fuchs, and S. Rossi. Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. II. Proper Motions for a Large Nonkinematically Selected Sample. *AJ*, 119 :2866–2881, June 2000. doi : 10.1086/301410. [128](#)
- M. Bellazzini, F. R. Ferraro, and R. Ibata. Building Up the Globular Cluster System of the Milky Way : The Contribution of the Sagittarius Galaxy. *AJ*, 125 :188–196, January 2003. doi : 10.1086/344072. [124](#), [125](#), [133](#)
- J. Binney and S. Tremaine. *Galactic Dynamics : Second Edition*. Princeton University Press, 2008. [126](#), [137](#)
- D. M. Bramich, S. Vidrih, L. Wyrzykowski, J. A. Munn, H. Lin, N. W. Evans, M. C. Smith, V. Belokurov, G. Gilmore, D. B. Zucker, P. C. Hewett, L. L. Watkins, D. C. Faria, M. Fellhauer, G. Miknaitis, D. Bizyaev, Ž. Ivezić, D. P. Schneider, S. A. Snedden, E. Malanushenko, V. Malanushenko, and K. Pan. Light and motion in SDSS Stripe 82 : the catalogues. *MNRAS*, 386 :887–902, May 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13053.x. [127](#)
- A. Burkert and G. H. Smith. Substructure in the Globular Cluster System of the Milky Way : The Highest Metallicity Clusters. *ApJ*, 474 :L15–L18, January 1997. doi : 10.1086/310421. [125](#)
- P. Côté. Kinematics of the Galactic Globular Cluster System : New Radial Velocities for Clusters in the Direction of the Inner Galaxy. *AJ*, 118 :406–420, July 1999. doi : 10.1086/300930. [125](#)
- G. S. Da Costa and T. E. Armandroff. Abundances and Kinematics of the Globular Cluster Systems of the Galaxy and of the Sagittarius Dwarf. *AJ*, 109 :2533, June 1995. doi : 10.1086/117469. [124](#)
- P. Di Matteo. The Disc Origin of the Milky Way Bulge. *PASA*, 33 :e027, June 2016. doi : 10.1017/pasa.2016.11. [129](#)
- D. I. Dinescu, T. M. Girard, and W. F. van Altena. Space Velocities of Globular Clusters. III. Cluster Orbits and Halo Substructure. *AJ*, 117 :1792–1815, April 1999. doi : 10.1086/300807. [126](#), [128](#)
- D. I. Dinescu, S. R. Majewski, T. M. Girard, and K. M. Cudworth. Orbits of Globular Clusters in the Outer Galaxy : NGC 7006. *AJ*, 122 :1916–1927, October 2001. doi : 10.1086/323094. [135](#)

- D. I. Dinescu, S. R. Majewski, T. M. Girard, R. A. Méndez, A. Sandage, M. H. Siegel, W. E. Kunkel, J. P. Subasavage, and J. Ostheimer. Absolute Proper Motions to  $B \sim 22.5$ . V. Detection of Sagittarius Dwarf Spheroidal Debris in the Direction of the Galactic Anticenter. *ApJ*, 575 :L67–L70, August 2002. doi : 10.1086/342915. [6](#), [124](#), [126](#), [128](#)
- D. I. Dinescu, T. M. Girard, W. F. van Altena, and C. E. López. Space Velocities of Southern Globular Clusters. IV. First Results for Inner Galaxy Clusters. *AJ*, 125 :1373–1382, March 2003. doi : 10.1086/367801. [125](#)
- A. Dotter, A. Sarajedini, and J. Anderson. Globular Clusters in the Outer Galactic Halo : New Hubble Space Telescope/Advanced Camera for Surveys Imaging of Six Globular Clusters and the Galactic Globular Cluster Age-metallicity Relation. *ApJ*, 738 :74, September 2011. doi : 10.1088/0004-637X/738/1/74. [124](#)
- D. A. Forbes and T. Bridges. Accreted versus in situ Milky Way globular clusters. *MNRAS*, 404 :1203–1214, May 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16373.x. [123](#), [124](#), [127](#), [133](#)
- W. E. Harris. Globular cluster systems in galaxies beyond the Local Group. *ARA&A*, 29 : 543–579, 1991. doi : 10.1146/annurev.aa.29.090191.002551. [123](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz, and A. Gómez. The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk. *A&A*, 560 :A109, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321397. [129](#), [135](#)
- R. Ibata, M. Irwin, G. F. Lewis, and A. Stolte. Galactic Halo Substructure in the Sloan Digital Sky Survey : The Ancient Tidal Stream from the Sagittarius Dwarf Galaxy. *ApJ*, 547 : L133–L136, February 2001. doi : 10.1086/318894. [124](#)
- R. A. Ibata, G. Gilmore, and M. J. Irwin. A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370 : 194–196, July 1994. doi : 10.1038/370194a0. [124](#)
- R. A. Ibata, R. F. G. Wyse, G. Gilmore, M. J. Irwin, and N. B. Suntzeff. The Kinematics, Orbit, and Survival of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy. *AJ*, 113 :634–655, February 1997. doi : 10.1086/118283. [124](#)
- K. V. Johnston, L. Hernquist, and M. Bolte. Fossil Signatures of Ancient Accretion Events in the Halo. *ApJ*, 465 :278, July 1996. doi : 10.1086/177418. [124](#)
- K. V. Johnston, S. R. Majewski, M. H. Siegel, I. N. Reid, and W. E. Kunkel. Constraining the History of the Sagittarius Dwarf Galaxy Using Observations of Its Tidal Debris. *AJ*, 118 : 1719–1726, October 1999. doi : 10.1086/301037. [124](#)
- S. C. Keller, D. Mackey, and G. S. Da Costa. The Globular Cluster System of the Milky Way : Accretion in a Cosmological Context. *ApJ*, 744 :57, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/744/1/57. [124](#)
- D. R. Law and S. R. Majewski. Assessing the Milky Way Satellites Associated with the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ*, 718 :1128–1150, August 2010. doi : 10.1088/0004-637X/718/2/1128. [124](#)
- R. Leaman, D. A. Vandenberg, and J. T. Mendel. The bifurcated age-metallicity relation of Milky Way globular clusters and its implications for the accretion history of the galaxy. *MNRAS*, 436 :122–135, November 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1540. [124](#), [127](#)



- A. D. Mackey and G. F. Gilmore. Comparing the properties of local globular cluster systems : implications for the formation of the Galactic halo. *MNRAS*, 355 :504–534, December 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08343.x. [123](#), [124](#)
- A. D. Mackey and S. van den Bergh. The properties of Galactic globular cluster subsystems. *MNRAS*, 360 :631–645, June 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09080.x. [124](#)
- A. D. Mackey, A. Huxor, A. M. N. Ferguson, N. R. Tanvir, M. Irwin, R. Ibata, T. Bridges, R. A. Johnson, and G. Lewis. ACS Photometry of Newly Discovered Globular Clusters in the Outer Halo of M31. *ApJ*, 655 :L85–L88, February 2007. doi : 10.1086/511977. [125](#)
- A. Marín-Franch, A. Aparicio, G. Piotto, A. Rosenberg, B. Chaboyer, A. Sarajedini, M. Siegel, J. Anderson, L. R. Bedin, A. Dotter, M. Hempel, I. King, S. Majewski, A. P. Milone, N. Paust, and I. N. Reid. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. VII. Relative Ages. *ApJ*, 694 :1498–1516, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/694/2/1498. [123](#), [124](#)
- N. F. Martin, R. A. Ibata, M. Bellazzini, M. J. Irwin, G. F. Lewis, and W. Dehnen. A dwarf galaxy remnant in Canis Major : the fossil of an in-plane accretion on to the Milky Way. *MNRAS*, 348 :12–23, February 2003. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.07331.x. [6](#), [124](#), [125](#), [133](#)
- D. Martínez-Delgado, R. Zinn, R. Carrera, and C. Gallart. Remnants of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy around the Young Globular Cluster Palomar 12. *ApJ*, 573 :L19–L22, July 2002. doi : 10.1086/341970. [124](#)
- L. Mayer, F. Governato, M. Colpi, B. Moore, T. Quinn, J. Wadsley, J. Stadel, and G. Lake. Tidal Stirring and the Origin of Dwarf Spheroidals in the Local Group. *ApJ*, 547 :L123–L127, February 2001. doi : 10.1086/318898. [124](#)
- D. Minniti. Metal-rich globular clusters with R less than or equal 3 kpc : Disk or bulge clusters. *AJ*, 109 :1663–1669, April 1995. doi : 10.1086/117393. [125](#)
- B. Moore, G. Lake, T. Quinn, and J. Stadel. On the survival and destruction of spiral galaxies in clusters. *MNRAS*, 304 :465–474, April 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02345.x. [123](#)
- P. E. Nissen and W. J. Schuster. Chemical composition of halo and disk stars with overlapping metallicities. *A&A*, 326 :751–762, October 1997. [128](#)
- E. Pancino, M. Bellazzini, and S. Marinoni. Globular clusters seen by Gaia. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 84 :83, 2013. [127](#)
- J. Peñarrubia, M. G. Walker, and G. Gilmore. Tidal disruption of globular clusters in dwarf galaxies with triaxial dark matter haloes. *MNRAS*, 399 :1275–1292, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15027.x. [123](#)
- M. A. C. Perryman, K. S. de Boer, G. Gilmore, E. Høg, M. G. Lattanzi, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, O. Pace, and P. T. de Zeeuw. GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy. *A&A*, 369 :339–363, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010085. [127](#)
- B. J. Pritzl, K. A. Venn, and M. Irwin. A Comparison of Elemental Abundance Ratios in Globular Clusters, Field Stars, and Dwarf Spheroidal Galaxies. *AJ*, 130 :2140–2165, November 2005. doi : 10.1086/432911. [124](#)

- S. A. Rodionov, E. Athanassoula, and N. Y. Sotnikova. An iterative method for constructing equilibrium phase models of stellar systems. *MNRAS*, 392 :904–916, January 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14110.x. [132](#)
- L. Searle and R. Zinn. Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo. *ApJ*, 225 :357–379, October 1978. doi : 10.1086/156499. [123](#)
- B. Semelin and F. Combes. Formation and evolution of galactic disks with a multiphase numerical model. *A&A*, 388 :826–841, June 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020547. [132](#)
- M. C. Smith, N. W. Evans, V. Belokurov, P. C. Hewett, D. M. Bramich, G. Gilmore, M. J. Irwin, S. Vidrih, and D. B. Zucker. Kinematics of SDSS subdwarfs : structure and substructure of the Milky Way halo. *MNRAS*, 399 :1223–1237, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15391.x. [6](#), [124](#), [127](#), [128](#), [135](#), [159](#), [161](#), [163](#)
- D. A. Vandenberg. Models for Old, Metal-Poor Stars with Enhanced  $\alpha$ -Element Abundances. II. Their Implications for the Ages of the Galaxy’s Globular Clusters and Field Halo Stars. *ApJS*, 129 :315–352, July 2000. doi : 10.1086/313404. [125](#)
- J. Veljanoski, A. D. Mackey, A. M. N. Ferguson, A. P. Huxor, P. Côté, M. J. Irwin, N. R. Tanvir, J. Peñarrubia, E. J. Bernard, M. Fardal, N. F. Martin, A. McConnachie, G. F. Lewis, S. C. Chapman, R. A. Ibata, and A. Babul. The outer halo globular cluster system of M31 - II. Kinematics. *MNRAS*, 442 :2929–2950, August 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1055. [6](#), [125](#), [126](#)
- M. J. West, P. Côté, R. O. Marzke, and A. Jordán. Reconstructing galaxy histories from globular clusters. *Nature*, 427 :31–35, January 2004. [123](#)
- S. D. M. White and M. J. Rees. Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS*, 183 :341–358, May 1978. doi : 10.1093/mnras/183.3.341. [123](#)
- R. Zinn. The Galactic Halo Cluster Systems : Evidence for Accretion. In G. H. Smith and J. P. Brodie, editors, *The Globular Cluster-Galaxy Connection*, volume 48 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 38, January 1993. [123](#)
- A. Zolotov, B. Willman, A. M. Brooks, F. Governato, C. B. Brook, D. W. Hogg, T. Quinn, and G. Stinson. The Dual Origin of Stellar Halos. *ApJ*, 702 :1058–1067, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/702/2/1058. [124](#)



# Chapitre 5

## Conclusions

### Sommaire

---

<b>5.1 Les amas globulaires riches en métaux et le disque épais</b> . . . . .	<b>172</b>
<b>5.2 Les courants stellaires accrétés</b> . . . . .	<b>173</b>
<b>5.3 Evolution dynamique d'un système d' amas globulaires</b> . . . . .	<b>174</b>
<b>5.4 Perspectives</b> . . . . .	<b>175</b>

---

L'analyse de la chimie et de la cinématique des étoiles les plus vieilles d'échantillons spectroscopiques à haute résolution au voisinage solaire et de grands relevés spectroscopiques à plus grande échelle a permis, ces dernières années, de renouveler notre connaissance de la Voie Lactée et a amené à redéfinir les populations stellaires galactiques (Bovy et al. [2012]; Haywood et al. [2013]; Di Matteo et al. [2014]; Snaith et al. [2014]). Ces études ont permis, entre autres, de montrer que le disque épais est une population massive, construite durant une période d'intense formation stellaire, et représente, possiblement, l'essentiel des étoiles vieilles ( $\text{âge} > 9$  Gyr) de la Voie Lactée et une part importante du bulbe galactique. À une époque encore plus reculée, les scénarios de croissances hiérarchiques des galaxies prédisent la croissance en masse des galaxies par l'acquisition de petites galaxies. Ainsi, une galaxie comme la Voie Lactée pourrait accrêter plusieurs centaines de halos de petites tailles. Même si tous ces halos ne donnent pas lieu à la formation d'une galaxie, les résidus "fossiles" de l'accrétion de ces galaxies sont activement recherchés comme évidence de la validité des scénarios  $\Lambda$ CDM.

Quelles soient spectroscopiques, structurelles, ou cinématiques, l'identification de signatures qui nous permettent de comprendre l'origine des populations et la façon dont elles se sont mises en place dans la Voie Lactée est donc un problème important à résoudre, surtout avec l'arrivée prochaine de données massives fournies par la mission astrométrique Gaia et les relevés spectroscopiques en cours. C'est pourquoi, en amont, de nombreux travaux tentent de mettre en place les diagnostics qui permettraient d'identifier les traces fossiles de l'évolution pour ensuite proposer des interprétations de la formation et de l'évolution des populations stellaires. Mon travail de thèse a porté sur ces deux aspects.

Les amas globulaires sont des traceurs privilégiés de cette recherche "archéologique", et de nombreux travaux ont déjà essayé d'estimer la fraction d'amas accrétés, ainsi que la masse stellaire totale des galaxies d'où ces amas ont pu venir. Dans notre étude, les amas ont été étudiés de deux points de vue différents. Tout d'abord, motivés par les études récentes sur le disque épais mentionnées plus haut, nous avons cherché à comprendre si les amas globulaires riches en métaux doivent réellement être considérés comme des amas globulaires du bulbe galactique – vu comme population stellaire séparée du disque,

et en particulier du disque épais – comme c’est souvent le cas. L’examen approfondi de leurs propriétés nous amène à proposer qu’ils sont plus probablement associés au disque épais.

L’identification des traces fossiles de la formation hiérarchique dans les étoiles de champ peut se révéler encore plus difficile que dans le système d’amas globulaires. Les diagnostics, mis au point dans les quinze dernières années, utilisent les intégrales du mouvement et la cinématique des étoiles pour tenter d’identifier les étoiles accrétées. Toutefois, l’efficacité de ces diagnostics et leurs capacités – l’identification précise des satellites accrétés, leurs propriétés orbitales initiales, le nombre d’évènements d’accrétion qu’aurait expérimenté la Voie lactée - sont basées sur des modèles aux limitations importantes : les satellites, souvent représentés par une collection de particules évoluant dans un potentiel galactique analytique fixe, ne subissent pas les forces de friction dynamiques, et la présence d’une population stellaire in-situ qui réagirait à l’interaction, en noyant par exemple les signatures d’accrétion, n’est le plus souvent pas considérée. Ces limitations et leurs effets possibles sur l’efficacité des diagnostics proposés ont été la source de motivation principale de ce travail.

Le système d’amas globulaires riches en métaux et la recherche de traces fossiles d’accrétion dans les espaces cinématiques ont donc constitué les deux axes de recherche de ce travail de thèse. J’en, résume ci-dessous, les principaux résultats.

## 5.1 Les amas globulaires riches en métaux et le disque épais

Pour tenter de comprendre quelles sont les connexions entre les amas globulaires et le disque épais de la Voie Lactée, nous avons commencé par étudier la distribution spatiale et les paramètres structurels des amas à métallicité élevée ( $[Fe/H] > -1$  dex), sachant que dans cet intervalle de métallicité, les propriétés du disque épais sont mieux connues. En plus de confirmer que les amas riches en métaux ont une configuration spatiale similaire à celle d’un disque concentré dans les régions internes de la Galaxie, nous avons montré, par des simulations Monte Carlo, que la densité de surface et les distances caractéristiques (échelles de longueur et de hauteur) sont compatibles avec la distribution prévue par la loi de densité du disque épais - révisée depuis les travaux de [Bovy et al. \[2012\]](#) - à la fois pour de grandes distances dans le plan loin du centre galactique (de 3 à 12 kpc) que pour la région du bulbe ( $< 3$  kpc), en particulier.

C’est d’ailleurs dans cette dernière région, celle du bulbe galactique, que se sont concentrés nos efforts pour l’étude de la cinématique. En effet, il est connu depuis les travaux [Armandroff \[1989\]](#), que dans les régions externes ( $R > 3$  kpc) du disque les amas globulaires riches en métaux partagent des vitesses de rotation similaires à celles des étoiles du disque épais, cependant dans l’environnement du bulbe galactique, nombreuses sont les tentatives pour comprendre l’origine de ces amas. La comparaison entre les vitesses de rotation des amas globulaires riches en métaux et celles des étoiles de champ associées aux composantes B et C de [Ness et al. \[2013\]](#), nous a montré que la cinématique de ces amas est compatible avec celles des étoiles qui sont aujourd’hui, d’après [Ness et al. \[2013\]](#); [Di Matteo et al. \[2014\]](#); [Di Matteo \[2016\]](#)), associées au disque épais (jeune et vieux).

La première partie de ce travail de thèse s’achève sur la comparaison des propriétés d’âges, de métallicités et d’abondances chimiques entre les amas riches en métaux et un échantillon d’étoiles de disque observé au voisinage du Soleil. Nous avons montré que

la corrélation  $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$  des amas riches en métaux est compatible avec celle du disque épais. Bien qu'une fraction des amas montrent une surabondance en éléments  $\alpha$ , nous suggérons que d'une part, cela peut s'expliquer par de possibles erreurs systématiques dans les mesures de  $[\alpha/Fe]$  et que d'autre part, les mesures de  $[\alpha/Fe]$  les plus récentes pour ces amas tendent à ramener leurs abondances chimiques à des niveaux comparables à ceux du disque épais. Les études des espaces  $[\alpha]$ -âge et âge- $[Fe/H]$  montrent de même que la population d'amas riches en métaux est compatible avec le disque épais vieux et enrichi en éléments  $\alpha$ . Nous notons que les corrélations visibles pour les étoiles du disque épais ne sont pas aussi évidentes au sein de la population d'amas riches en métaux. Toutefois, nous suggérons que la formation des amas globulaires a eu lieu à une époque ( $> 10$  Gyr) d'intense formation stellaire.

En résumé, l'examen des distributions spatiales, cinématiques et d'abondances chimiques des amas globulaires riches en métaux nous amène à conclure qu'ils sont probablement liés au disque épais de la Voie Lactée, et plus précisément au disque épais vieux.

## 5.2 Les courants stellaires accrétés

Une première étape pour tenter de reconstituer l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée est d'identifier les étoiles accrétées. Pour tester les méthodes qui ont été proposées dans les quinze dernières années, nous les avons appliquées à des simulations numériques N-corps auto-consistantes de l'accrétion d'un ou plusieurs satellites dans un potentiel d'une galaxie type Voie Lactée, durant 5 Gyr. La nouveauté de ce travail, contrairement à ce qui est proposé dans la littérature, est qu'en plus de simuler des fusions (rapport de masse 1 :10) où les satellites accrétés sont sujets à des effets de marées et de la friction dynamique, nous tenons compte de la contribution de la population stellaire in-situ. Notre attention s'est dirigée sur les espaces les plus utilisés pour identifier les courants stellaires accrétés dans la Voie Lactée : les espaces des intégrales du mouvement  $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$ , l'espace des propriétés orbitales  $R_{apo} - R_{péri}$  ainsi que les espaces des vitesses. Pour minimiser l'impact, forcément négatif, de la population in-situ sur la détection des courants accrétés, nous avons choisi de ne pas modéliser initialement de halo stellaire in-situ. Il faut donc retenir que les conditions de nos simulations sont favorables à la détection de structures accrétées en raison de l'absence de halo stellaire in-situ et de la fusion de galaxies massives (1 :10).

Nous avons montré que les intégrales du mouvement ne sont pas des quantités qui se conservent durant le processus d'accrétion (pour des fusions 1 :10). Ainsi, l'accrétion génère dans ces espaces ( $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$ ) de nombreuses sous-structures qui sont, à tort, considérées comme ayant une origine unique, la plus souvent extragalactique. En effet, nous avons mis en évidence que ces sous-structures sont composées d'étoiles aux origines multiples : des étoiles accrétées car les satellites tendent à tous se redistribuer dans une même région des espaces des intégrales du mouvement, ou bien des étoiles in-situ car ces populations - initialement originaires du disque de la galaxie type Voie Lactée - sont fortement chauffées par l'interaction au point de peupler des régions qu'elles n'occupaient pas avant l'interaction.

Aussi bien que les espaces des intégrales du mouvement, l'espace  $R_{apo} - R_{péri}$  et les espaces des vitesses présentent un grand nombre de sous-structures visibles autant dans la population in-situ que dans la population accrétée. Toutefois, dans tous ces espaces ( $E - L_z$ ,  $L_z - L_\perp$ ,  $R_{apo} - R_{péri}$  et l'espace des vitesses), la superposition de la première po-

pulation avec la seconde est si importante qu'il est pratiquement impossible de trouver une région constituée uniquement d'étoiles accrétées. De plus, pour l'espace  $E-L_z$  qui est couramment utilisé pour détecter les courants stellaires, la probabilité (en pourcentage) de trouver des régions dominées par les étoiles d'origine extragalactique, n'excède pas 25 à 30% de la totalité de la distribution des étoiles (accrétées + in-situ) sur cet espace. Enfin, pour tous les espaces considérés, les sous-structures elles-mêmes n'ont pas de signes distinctifs (taille, densité) qui permettraient de supposer l'origine des étoiles qui les composent. Ces conclusions sont également valables lorsque nous analysons le cas idéal où l'échantillon d'étoiles à analyser est, *à priori*, associé au halo ( $L_z - L_\perp$ ) de la galaxie.

Par ailleurs, nous montrons que l'hypothèse d'un halo stellaire homogène et sans rotation, faite de façon standard dans les études de détection de courants cinématiques, n'est pas correcte. En effet, via l'espace  $L_z - L_\perp$ , nous montrons que la distribution des étoiles du halo - qui est construite par accrétion d'étoiles et d'étoiles in-situ exclusivement originaires d'un disque chauffé par interaction - n'est pas symétrique par rapport à  $L_z = 0$  mais présente un excès d'étoiles en mouvement prograde. En conséquence, l'observation d'une asymétrie dans la distribution des étoiles sur l'espace  $L_z - L_\perp$  n'est en aucun cas la preuve de la présence d'une structure accrétée ou même qu'un événement d'accrétion ait eu lieu par le passé.

Il va de soit qu'avec toutes ces complications sur la détection des courants stellaires dans ces espaces, nous montrons également qu'il est impossible de remonter au nombre de satellites accrétés ou à leurs propriétés orbitales et donc au nombre d'évènements d'accrétion qu'aurait expérimenté la galaxie. Nos résultats pour les espaces  $E-L_z$ ,  $L_z-L_\perp$ ,  $R_{apo} - R_{peri}$  et l'espace des vitesses sont valables pour des voisinages solaires (moins de 3kpc), mais également à plus grande distance du centre galactique.

### 5.3 Evolution dynamique d'un système d'amas globulaires

Les simulations numériques nous ont également permis d'étudier, d'une part, le comportement d'un système d'amas globulaires in-situ dans une galaxie isolée et dans une galaxie qui accrète des satellites, et d'autre part, le comportement du cortège d'amas globulaires des satellites accrétés. Nous avons obtenu les résultats suivants.

Dans la galaxie isolée, le système d'amas de disque épais répond à la formation de la barre et adopte une configuration asymétrique. Même si dans le cas de la Voie Lactée cette asymétrie n'est pas évidente, elle peut être présente mais rester difficile à voir en raison de la qualité insuffisante des données. Suivant le comportement des étoiles de champ suite à la formation de la cacahuète, le système d'amas globulaires s'épaissit, sans toutefois donner lieu à une configuration de halo.

Au contraire, dans le cas de quatre accrétions 1 :10, le système d'amas globulaires in-situ chauffe suffisamment pour former un sous-système de halo interne, ou les amas atteignent des distances de 15 kpc. Dans la configuration finale de cette simulation, ce sont les amas accrétés qui peuplent les régions au-delà de 15 kpc. Le plus souvent, ces amas ont été perdus par leur satellite dans les premières phases de l'accrétion. Nous n'avons pas pu, toutefois, mettre en évidence de corrélation entre le temps d'échappement et les propriétés orbitales des amas.

L'utilisation des intégrales du mouvement pour les amas pose les mêmes problèmes que pour les étoiles de champ, et le recouvrement, dans ces espaces, entre les surdensités

observées dans l'espace des étoiles de champ et la position des amas ne peut pas, en général, être utilisé comme l'évidence d'une origine commune.

## 5.4 Perspectives

Les développements possibles de ce travail sont multiples. Tout d'abord, soulignons que chacun des résultats proposés dans ce travail pourra bientôt être confirmé ou non par les données qui deviendront disponibles dans les prochaines années. Que ce soit sur les amas globulaires ou les étoiles de champ, nos résultats montrent la nécessité d'acquérir des données spectroscopiques extensives et de bonne qualité pour améliorer à la fois notre connaissance du système d'amas globulaires du disque mais également pour aider à la détection d'étoiles accrétées parmi les étoiles de champ. Les projets comme MOONS, WEAVE ou 4MOST devraient répondre, au moins en partie, à ces besoins. De même, les prochaines données Gaia devraient permettre de tester rapidement la validité de nos conclusions en ce qui concerne la détection d'étoiles accrétées en utilisant les espaces cinématiques.

Dans tous les cas, il apparait que de nouvelles stratégies sont nécessaires pour essayer de détecter des étoiles accrétées au voisinage du Soleil (et jusqu'à une distance de quelques kpc). Ces nouvelles stratégies devront nécessairement prendre en compte les abondances chimiques et, si possible, les âges des étoiles. Dans un rayon de quelques kpc autour du Soleil, les parallaxes fournies par Gaia devraient permettre ce travail. Il nous semble que ces données sont potentiellement notre meilleure chance de reconstituer, à moyen terme (quelques années), l'histoire de l'accrétion de notre Galaxie au voisinage du Soleil.

## Références

- T. E. Armandroff. The properties of the disk system of globular clusters. *AJ*, 97 :375–389, February 1989. doi : 10.1086/114988. [172](#)
- J. Bovy, H.-W. Rix, C. Liu, D. W. Hogg, T. C. Beers, and Y. S. Lee. The Spatial Structure of Mono-abundance Sub-populations of the Milky Way Disk. *ApJ*, 753 :148, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/148. [171](#), [172](#)
- P. Di Matteo. The Disc Origin of the Milky Way Bulge. *PASA*, 33 :e027, June 2016. doi : 10.1017/pasa.2016.11. [172](#)
- P. Di Matteo, M. Haywood, A. Gómez, L. van Damme, F. Combes, A. Hallé, B. Semelin, M. D. Lehnert, and D. Katz. Mapping a stellar disk into a boxy bulge : The outside-in part of the Milky Way bulge formation. *A&A*, 567 :A122, July 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322958. [171](#), [172](#)
- M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz, and A. Gómez. The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk. *A&A*, 560 :A109, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321397. [171](#)
- M. Ness, K. Freeman, E. Athanassoula, E. Wylie-de-Boer, J. Bland-Hawthorn, M. Asplund, G. F. Lewis, D. Yong, R. R. Lane, and L. L. Kiss. ARGOS - III. Stellar populations in the



Galactic bulge of the Milky Way. *MNRAS*, 430 :836–857, April 2013. doi : 10.1093/mnras/sts629. [172](#)

O. N. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz, and A. Gómez. The Dominant Epoch of Star Formation in the Milky Way Formed the Thick Disk. *ApJ*, 781 :L31, February 2014. doi : 10.1088/2041-8205/781/2/L31. [171](#)



## Résumé

**Reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée par l'étude de son système d'amas globulaires et de ses étoiles de champ**

Cette thèse a pour objectif de contribuer à comprendre l'histoire de formation de notre Galaxie, la Voie lactée, en utilisant pour traceurs des objets parmi les plus vieux de l'univers que sont les amas globulaires, amas d'étoiles denses liées gravitationnellement, et les étoiles de champ.

Selon le modèle de croissance hiérarchique des structures, les galaxies se construisent, en partie, par la fusion de galaxies moins massives. La Voie lactée ne fait pas exception et l'histoire de ses accrétions peut se lire également dans sa population d'amas globulaires qui contient à la fois des amas globulaires formés en son sein et d'autres d'origine extragalactique. Si les amas globulaires les plus distants du centre Galactique sont souvent associés au halo externe, dans les régions plus internes, où se situe la plupart de la masse stellaire de notre Galaxie, l'association d'amas globulaires avec les populations stellaires est encore très largement débattue.

Dans ce travail, nous utilisons le lien étroit entre les amas globulaires et les étoiles de champ ainsi que des simulations numériques pour tenter de lever l'ambiguïté sur l'origine in situ ou accrétée de ces objets et reconstruire l'histoire d'accrétion de la Voie Lactée. Dans un premier temps, nous étudions la distribution spatiale, la cinématique et l'abondance chimique des amas globulaires à forte métallicité. Nous montrons que leurs propriétés spatiales, dynamiques et chimiques sont en bon accord avec celles de la population stellaire du disque épais de la Galaxie. Nous suggérons alors une époque commune de formation et d'évolution entre les amas globulaires riches en métaux et le disque épais vieux de la Galaxie. Dans un second temps, nous analysons l'efficacité des diagnostics cinématiques qui ont été proposés pour identifier les débris d'accrétion parmi les étoiles de champ et nous discutons leurs applications aux amas globulaires galactiques. Pour ce faire, nous utilisons des simulations numériques auto-consistantes qui modélisent l'accrétion d'une ou plusieurs galaxies satellites dans un potentiel galactique. Nous montrons, d'une part, que les intégrales du mouvement ne sont pas conservées durant le processus d'accrétion et qu'ainsi, à l'issue de la fusion, les étoiles et les amas globulaires accrétés ne retiennent pas l'information initiale sur les propriétés orbitales de leurs satellites progéniteurs. D'autre part, l'interaction avec des galaxies satellites chauffe les populations in situ (étoiles et amas globulaires) qui, en réaction, peuplent spatialement le halo galactique et les régions préférentiellement occupées par des objets d'origine extragalactique dans les espaces cinématiques.

En conséquence, ce travail montre que, dans le contexte de l'arrivée des données Gaia, l'identification des débris d'accrétion au sein de la Voie lactée à l'aide des seuls diagnostics cinématiques sera difficile, et nécessitera l'utilisation de mesure d'abondances chimiques détaillées.

## Mots Clés

Galaxie, populations stellaires, cinématique, évolution Galactique

## Abstract

**Reconstructing the accretion history of the Milky Way through the study of its globular cluster system and its field stars"**

The goal of this thesis is to contribute to understanding the formation history of our Galaxy, the Milky Way, using as tracers the objects among the oldest in the universe, the globular clusters which are dense clusters of stars gravitationally bound, and field stars.

Depending on the model of hierarchical growth of structures, galaxies are built, in part, by the merger of less massive galaxies. The Milky Way is no exception and the history of its accretions can be read also in its population of globular clusters containing both globular clusters formed in-situ and others with an extragalactic origin. If the most distant globular clusters from the Galactic center are often associated with the outer halo, in the inner regions, where most of the stellar mass of our Galaxy is, the link between globular clusters and stellar populations is still very widely debated.

In this work, we use the close link between the globular clusters and field stars as well as numerical simulations to try to raise the ambiguity on the in-situ or accreted origin of these objects and rebuild the history of accretion the Milky Way. First, we study the spatial distribution, kinematics and chemical abundance of globular clusters with high metallicity. We show that their spatial, dynamic and chemical properties are in good agreement with those of the stellar population of the thick disk of the Galaxy. We then suggest that metal rich globular clusters and Galactic thick disk share the same epoch of formation and evolution. Secondly, we analyze the overall efficiency of kinematic diagnostics that have been proposed to identify merger debris among the field stars and discuss their applications on galactic globular clusters. To do this, we use self-consistent numerical simulations that model the accretion of one or more satellite galaxies in an galactic potential. We show, on the one hand, that the integrals of motion are not kept during the accretion processes and so, after the merger, the stars and the accreted globular clusters don't retain the initial informations about the orbital properties of their progenitors satellites. On the other hand, mergers of small galaxies and tidal interactions may cause heating of the in-situ populations (stars and globular clusters) which, in response, populate the galactic halo and the regions in the kinematic spaces preferentially occupied by objects with an extragalactic origin.

In the context of the arrival of Gaia data, this work shows that the identification of debris from accretion events within the Milky Way using only kinematic diagnostics will be difficult and will require the addition of detailed chemical abundances.

## Keywords

Galaxy, stellar populations, kinematics, Galaxy evolution