



Thèse présentée pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg I

présentée par

NICOLAS MARTIN

À la recherche de structures stellaires du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

soutenue publiquement le 1^{er} septembre 2006

Membres du jury

Directeur de thèse :	M. Rodrigo IBATA, CR CNRS, Observatoire de Strasbourg
Rapporteur interne :	M. Olivier BIENAYMÉ, Astronome, Observatoire de Strasbourg
Rapportrice externe :	Mme Annie ROBIN, DR CNRS, Observatoire de Besançon
Rapporteur externe :	M. Hans-Walter RIX, Professeur, MPIA Heidelberg
Examinatrice :	Mme Ariane LANÇON, Professeur, Observatoire de Strasbourg

Remerciements

Si la réalisation d'une thèse est souvent perçue dans la croyance collective comme un acte solitaire, n'ayant rien à envier aux recherches de Gandalf dans les archives de Minas Tirith pour retrouver la trace de l'Anneau unique, le périple effectué durant ces trois dernières années doit beaucoup à de nombreux compagnons d'aventure. Leur influence, directe ou indirecte, par petites touches ou par grands traits de pinceau, mérite grandement d'être évoquée et ne saurait ce contenter d'une note de bas de page lapidaire.

Je tiens tout d'abord à remercier Rodrigo, mentor et ami, non pas seulement pour avoir été mon directeur de thèse, mais aussi pour sa manière de superviser mes travaux, me laissant une grande indépendance dans ma recherche tout en étant constamment présent pour me conseiller et pour me pousser à aller encore plus loin. Surtout, je ne te remercierai jamais assez pour m'avoir considéré comme un collègue plutôt que comme un étudiant, pour m'avoir fait découvrir les joies de la recherches de structures stellaires dans le Groupe Local et pour m'avoir permis de m'éclipser à Cambridge pendant plusieurs mois.

Merci à mes collaborateurs pour les nombreuses échanges épistolaires stimulants tout au long de ces trois ans. Michele pour les longs mails échangés et pour soutenir aussi farouchement le scénario d'une galaxie naine dans *Canis Major*, Mike pour m'avoir accueilli à Cambridge pendant ces quelques mois, Alan pour m'y avoir fait découvrir de nombreux pubs et pour les discussions autour d'une pinte, Scott pour l'accès au Keck et l'invitation à aller observer à Hawaï (et profiter d'une semaine de vacances dans un endroit magnifique), Geraint pour le mot pour rire et Blair pour avoir partagé les données 2dF avec moi. Merci aussi à l'Observatoire de Strasbourg pour m'avoir permis de travailler dans de si bonnes conditions, en particulier grâce aux membres de l'équipe Galaxies ; et à l'*Institute of Astronomy* de Cambridge pour y avoir rendu facile mon séjour dans le cadre du programme européen Marie Curie.

Toute ma gratitude va également aux personnes qui ont accepté de juger mes travaux : Ariane Lançon, Annie Robin, Olivier Bienaymé et Hans-Walter Rix que je remercie tout particulièrement pour m'avoir offert de venir travailler à Heidelberg pour les années à venir.

Indispensables et indissociables des trois années passées à l'Observatoire de Strasbourg, n'oublions pas toute la bande de joyeux compagnons pour les visites de pubs ou de restaurants, les ballades, les vacances ou simplement les repas partagés sur les bancs du parc : Anaïs, Caroline, Alan, Dominique, Jean-Julien C., Jean-Julien F. (et merci pour la re-lecture du manuscrit !), Karim-Pierre, Laurent, Mathieu, Pierre, Sébastien, Thomas.

Enfin, je veux remercier ma famille sans qui vous ne liriez pas ce manuscrit : David et Anne-Laure pour votre intérêt, la bonne ambiance et le sol du salon lors de mes passages à Paris. Mum *and* Dad pour les vingt-cinq ans de soutien constant (et pour les tartes aux mirabelles du pot de thèse !) et tout particulièrement Dad pour m'avoir insuffler la fibre de la recherche, si indispensable à ce métier.

Résumé

Cette thèse a pour but la recherche et l'étude des structures stellaires résultant de l'accrétion de galaxies naines par notre Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède (M31). En effet, les théories actuelles sur la formation des halos de galaxies indiquent qu'ils pourraient se construire avec le temps par l'absorption successive de petites structures galactiques. Dans la théorie ACDM actuellement privilégiée, plusieurs centaines de ces fragments proto-galactiques sont nécessaires pour former le halo d'une grosse galaxie comme la Voie Lactée ou M31. Les importantes forces de marée misent en jeu détruisent ces structures et produisent des courants d'étoiles et de matière noire le long de leur orbite. Bien que l'étude de ces structures est nécessaire pour comprendre la formation des galaxies, seuls les courants les plus massifs ont jusqu'à présent été étudiés : celui qui est produit par l'accrétion de la galaxie naine du Sagittaire autour de notre Galaxie et un courant géant qui s'étend sur plus de 100 kiloparsecs dans le halo de la galaxie d'Andromède. Afin de comprendre la formation du Groupe Local et la répartition de la matière noire dans les halos, il est primordial de détecter et de quantifier les courants d'accrétions plus anciens ou provenant de plus petits satellites. La publication de catalogues d'étoiles couvrant une part importante du ciel (2MASS, DENIS, SDSS) est une étape importante dans cette recherche car ils permettent de sonder et d'étudier en détail le halo et les régions extérieures du disque Galactique. En particulier, notre connaissance des parties extérieures des disques galactiques a été grandement modifiée par la découverte de nombreuses structures stellaires qui semblent être les restes de galaxies naines accrétées sur la Voie Lactée. Des structures similaires ont aussi été mises en évidence autour de la galaxie d'Andromède et pourraient indiquer un comportement général des galaxies spirales. Sur les bords de la Voie Lactée, la plus évidente de ces structures est l'Anneau de la Licorne, une structure stellaire qui semblent entourer le disque Galactique.

La première partie de cette thèse se concentre sur la recherche du progéniteur de cet Anneau. À partir du catalogue stellaire 2MASS qui couvre tout le ciel dans l'infra-rouge proche, j'ai tracé la distribution des étoiles de la branche des géantes et des étoiles du *Red Clump* et ai révélé la présence d'une importante surdensité d'étoiles dans la constellation de *Canis Major*. Cette surdensité, restée jusqu'à présent cachée dans la poussière et la forte densité d'étoiles du disque Galactique, se situe au bord du disque, à environ un kiloparsec sous le plan Galactique. De forme elliptique, elle a une faible épaisseur et contient majoritairement une population stellaire d'âge intermédiaire à ancien. Afin d'obtenir une meilleure compréhension de cette structure, je présente des données spectroscopiques de ses étoiles, obtenues à partir de trois instruments différents : un échantillon de près de 2000 spectres observés avec le 2-degree Field sur l'*Anglo-Australian Telescope* dont la réduction a nécessité que je mette en place un nouveau protocole de réduction ; près de 1000 spectres haute résolution observés avec l'instrument FLAMES monté sur le *Very Large Telescope* ; et plus de 600 spectres observés avec le nouvel instrument AAOMEGA, remplaçant du 2-degree Field. Ce dernier jeu de données représente les

premières observations scientifiques obtenues avec cet instrument et, par comparaison avec les données FLAMES, je montre son très bon comportement.

La comparaison de l'ensemble de ces données avec des modèles de la Voie Lactée montre que la surdensité de *Canis Major* ne peut être expliquée par notre connaissance actuelle de la morphologie de la Galaxie. J'en conclus que cette structure pourrait être les restes d'une accrétion dans le plan Galactique, potentiellement à l'origine de l'Anneau de la Licorne. Les étoiles de la surdensité suivent une orbite qui pourrait être compatible avec une telle accrétion et, par l'intermédiaire de simulations numériques, je montre en outre qu'un tel phénomène reproduit naturellement l'Anneau de la Licorne. Les vitesses radiales observées ne sont cependant pas incompatibles avec celles du disque Galactique et la structure pourrait aussi être une sous-structure du disque.

L'analyse de plusieurs jeux de données me permet par ailleurs de révéler la présence de l'Anneau de la Licorne derrière la surdensité de *Canis Major*, devant la galaxie naine de *Carina* et devant la galaxie d'Andromède. L'ensemble de ces nouvelles détections permet de contraindre l'orbite du progéniteur de l'Anneau sur presque tout les deuxième et troisième quadrants Galactiques. Mes simulations indiquent que l'Anneau n'est pas une structure homogène mais doit être produit par la superposition sur le ciel des courants de marée d'une même accrétion, enroulés plusieurs fois autour de la Voie Lactée.

Dans la deuxième partie de cette thèse, j'étudie le halo de la galaxie d'Andromède afin d'y quantifier les structures stellaires. En effet, une des difficultés majeures que rencontrent les modèles de formation galactique est leur surproduction, d'un facteur dix à cent par rapport aux observations, de satellites autour des galaxies telles la Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède. Il est donc primordial de s'assurer que ces satellites, invisibles dans les observations effectuées jusqu'alors ne sont pas en fait fortement dominés par la matière noire et, de ce fait, très peu lumineux. Pour cette étude, j'utilise des données de la caméra grand champ Mega-Cam, montée sur le Télescope Canada-France-Hawaï. Le catalogue obtenu couvre un quart du halo de M31, d'une distance projetée de 50 à 150 kiloparsecs de celle-ci et il permet de suivre trois magnitudes de la branche des géantes de populations stellaires à cette distance. A partir de cet impressionnant relevé, je montre l'existence de seulement trois galaxies naines faiblement lumineuses dans cette partie du halo de la galaxie d'Andromède. La proximité de ces trois satellites et leur grande similitude pourraient par ailleurs indiquer qu'ils ont été amenés dans le halo de M31 par le même mécanisme. Une recherche automatique de sous-structures plus diffuses indique la présence d'une quinzaine de satellites potentiels qui pourraient donc résoudre le problème des satellites manquants s'ils sont confirmés par des observations plus profondes.

Enfin, je montre que le halo extérieur de M31 présente aussi des signes d'accrétions passées. Le relevé me permet de mieux caractériser le courant de marée géant déjà mis en évidence. Je montre qu'il contient une population stellaire riche en métaux concentrée dans ses parties centrales, typique de l'accrétion d'une petite galaxie disque. Je mets par ailleurs en évidence plusieurs structures stellaires visibles jusqu'aux parties extérieures du halo de M31 et qui semblent être des courants d'accrétion diffus.

L'ensemble de ces travaux montre que les halos de la Voie Lactée et de la galaxie d'Andromède sont, encore à notre époque, profondément influencés par les accrétions de galaxies satellites qui les peuplent de courants stellaires. L'étude de ces courants stellaires est donc primordiale pour comprendre l'histoire de la formation des galaxies.

Mots-clés : Groupe Local, formation des galaxies, Voie Lactée

Table des matières

Re	emero	ciemen	ts	i
Re	ésum	é		iii
Та	ıble d	les mat	ières	v
Ta	ıble d	les figu	res	ix
1	Intr	oductio	on	1
	1.1	La cos	smologie du Groupe Local	1
		1.1.1	Les structures stellaires comme indicateurs de l'histoire de formation des galaxies du Groupe Local	2
		1.1.2	Les structures stellaires comme sondes de leur galaxie hôte	5
	1.2	Les st	ructures stellaires du Groupe Local	6
		1.2.1	Autour de la Voie Lactée	6
			1.2.1.1 La galaxie naine du Sagittaire	6
			1.2.1.2 L'Anneau de la Licorne	9
			1.2.1.3 D'autres structures stellaires autour de la Voie Lactée	12
		1.2.2	Autour de la galaxie d'Andromède	14
		1.2.3	Les galaxies sombres	17
	1.3	À la r	echerche de structures stellaires	18
I la	Une ires e	e surd et vites	ensité stellaire dans <i>Canis Major</i> : Morphologie, populations stel- sses radiales	21
2	Une	surde	nsité stellaire dans <i>Canis Major</i>	23
	2.1	Le cat	alogue 2MASS	24
		2.1.1	Extinction	24
		2.1.2	L'échantillon des étoiles de la branche des géantes rouges	25
		2.1.3	L'échantillon des étoiles du <i>Red Clump</i>	27
		2.1.4	Coordonnées Galactiques	28

À	la reci	erche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromèd	le	
	2.2	Des asymétries à basse latitude		28
	2.3	La surdensité de <i>Canis Major</i>		32
		2.3.1 Distance à <i>Canis Major</i>		32
		2.3.2 Populations stellaires		32
		2.3.3 Morphologie		35
	2.4	Conclusions		39
3	Étu	le spectroscopique de la surdensité de <i>Canis Major</i>		41
	3.1	Observations et réduction		41
		3.1.1 L'échantillon 2dF		42
		3.1.1.1 Observations		42
		3.1.1.2 Réduction		44
		3.1.2 L'échantillon FLAMES		45
		3.1.3 L'échantillon AAOMEGA		46
	3.2	Comparaison entre les différents échantillons		46
		3.2.1 Comparaison AAOMEGA/FLAMES		46
		3.2.2 Comparaison 2dF/AAOMEGA		48
	3.3	Les étoiles RC de CMa dans l'espace des phases		49
		3.3.1 La contamination par les naines Galactiques		49
		3.3.2 Une relation distance – vitesse radiale		51
		3.3.3 Mouvements propres		54
		3.3.4 Métallicité		56
	3.4	Les étoiles RGB de CMa dans l'espace des phases		58
	3.5	Conclusions		59
4	De	a nature de la surdensité de <i>Canis Major</i>		61
	4.1	Un effet du gauchissement du disque Galactique ?		62
	4.2	un bras spiral caché ?		65
	4.3	ou les traces d'une accrétion dans le plan Galactique?		66
	4.4	Conclusions		70
5	De	ouvelles détections de l'Anneau de la Licorne		73
	5.1	Trois nouvelles détections de l'Anneau		75
		5.1.1 En direction de la surdensité de <i>Canis Major</i>		75
		5.1.2 En direction de la galaxie naine de <i>Carina</i>		75
		5.1.2.1 Les données		75
		5.1.2.2 Analyse		76
		5.1.3 En direction de la galaxie d'Andromède		79
	5.2	Contraindre l'orbite du progéniteur		81

TABLE DES MATIÈRES

II	Le	s sous-structures stellaires du halo de la galaxie d'Andromède	85
6	Un	relevé du halo de la galaxie d'Andromède	87
	6.1	Observations et réduction	90
		6.1.1 Observations	90
		6.1.2 Réduction	90
	6.2	Le catalogue	91
		6.2.1 Extinction	91
		6.2.2 Sélection d'étoiles de M31	92
		6.2.3 Comparaison avec le catalogue INT	95
		6.2.4 Détermination de la métallicité des étoiles	96
7	Rec	herche de courants stellaires dans le halo de M31	99
	7.1	Méthode et cartes	100
	7.2	Les courants stellaires	104
		7.2.1 Le courant géant	104
		7.2.2 Un courant diffus à une distance projetée de \sim 120 kpc dans le halo	108
		7.2.3 Un courant stellaire le long de l'axe majeur	110
		7.2.4 Une population diffuse dans les régions sans structure?	110
	7.3	Conclusions	113
8	Rec	herche de galaxies faiblement lumineuses dans le halo de M31	115
	8.1	Découverte de quatre nouveaux satellites de la galaxie d'Andromède	116
		8.1.1 And XI	116
		8.1.2 And XII	120
		8.1.3 And XIII	122
		8.1.4 GC	125
	8.2	Discussion	127
	8.3	Une recherche automatique de structures stellaires dans le halo de M31	131
		8.3.1 Méthode	131
		8.3.2 Premiers résultats	132
	8.4	Conclusions	134
9	Con	clusions et perspectives	137
	9.1	Rappel des conclusions	137
	9.2	Perspectives	. 140
Pu	ıblica	ations	143
Bi	bliog	graphie	145

Α	Réd	uction des données 2dF	153
	A.1	Observations	154
	A.2	Réduction des observations de la configuration CCD1	154
		A.2.1 Le modèle de LSF	154
		A.2.2 Ajustement du modèle	156
		A.2.3 Calibration	161
		A.2.4 Spectres de référence	163
	A.3	Réduction des observations de la configuration CCD2	165
	A.4	Vers une réduction des effets systématiques	167
	A.5	Conclusion	168
B	Équ	ations de couleur du relevé MegaCam	169
	B.1	Relation entre magnitudes MegaCam et magnitudes SDSS	169
	B.2	Équations de couleur entre données MegaCam et INT	169

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

Table des figures

1.1	Simulation ACDM d'une galaxie similaire à la Voie Lactée	3
1.2	Les effets de l'aplatissement du halo sur la traînée produite par une galaxie naine sur une orbite polaire	5
1.3	Traînée d'accrétion produite par l'accrétion de la galaxie du Sagittaire dans la distribution des étoiles RGB du relevé 2MASS	8
1.4	CMD d'une des détections de la structure de Newberg et al. (2002) en direction de l'anticentre	9
1.5	Meilleur ajustement des détections de l'Anneau par l'accrétion d'une galaxie naine sur une orbite prograde	11
1.6	Le "champ des courants" de Belokurov et al. (2006b) vu par le SDSS	13
1.7	Carte des étoiles RGB du relevé INT du halo de la galaxie d'Andromède	15
2.1	Carte de l'extinction Galactique $E(B - V)$	25
2.2	CMD de la région autour de la galaxie naine du Sagittaire	26
2.3	Distribution des étoiles RGB pour différents intervalles de distance héliocentrique	29
2.4	Carte des surdensité d'étoiles RGB entre les hémisphères nord et sud	30
2.5	Évolution de la densité volumique d'étoiles RGB avec la distance héliocentrique dans le troisième quadrant Galactique	31
2.6	Diagrammes couleur-magnitude 2MASS de la région centrale de CMa et de son symétrique au-dessus du disque Galactique	33
2.7	CMD du champ WFI en direction de $(\ell, b) = (244.2^\circ, -8.2^\circ)$ et du modèle de Besançon pour la même région du ciel	34
2.8	Distribution des surdensités d'étoiles RGB dans l'hémisphère sud pour le troi- sième quadrant Galactique	35
2.9	Profil de la surdensité de CMa en latitude Galactique	36
2.10	Carte des surdensités dans l'échantillon des étoiles du <i>Red Clump</i>	38
3.1	Carte des champs observés dans la région de CMa	42
3.2	Carte des étoiles cibles RGB dans la région de CMa et dans le champ de référence	43
3.3	CMD des 6 champs ciblés autour de CMa et du champ de référence	43
3.4	Différences des vitesses radiales et des largeurs équivalentes du triplet du cal- cium entre les mesures AAOMEGA et les mesures FLAMES	47

3.5	Différences de vitesses radiales entre les mesures 2dF et AAOMEGA	4
3.6	Répartition dans l'espace des phases des étoiles RC des échantillons 2dF, AAO- MEGA et FLAMES	5
3.7	Discrimination des naines d'avant-plan par la largeur des raies du doublet du sodium Nai	5
3.8	Distribution des vitesses de rotation des étoiles de l'échantillon AAOMEGA en les considérant sur des orbites circulaires autour de la Voie Lactée	5
3.9	Distribution dans l'espace des phases et vitesses de rotation des étoiles observées avec le 2dF dans le champ centré sur $(\ell, b) = (240^\circ, +8.8^\circ) \dots \dots \dots \dots$	5
3.10	Distribution dans l'espace des phases des étoiles de la boite de sélection RC dans le modèle de Besançon pour la région du champ AAOMEGA	5
3.11	Distribution en mouvement propre des étoiles RC dans CMa	5
3.12	Comparaison des différentes mesures du mouvement propre de CMa	5
3.13	Distribution de métallicité des étoiles RC de CMa	5
3.14	Distribution dans l'espace des phases des étoiles RGB observées dans CMa avec le 2dF	5
4.1	Répartition des étoiles RGB sur la ligne de visée dans la direction de CMa après prise en compte du gauchissement	6
4.2	Vue du pôle Galactique de la simulation reproduisant le mieux les caractéristiques de CMa	6
4.3	Répartition des particules de la simulation sur le ciel et dans les espaces (ℓ, v_r) et (ℓ, D_{\odot})	6
5.1	Distribution dans l'espace des phases des étoiles de la détection de l'Anneau derrière CMa	7
5.2	Distribution des vitesses et CMD de l'ensemble des étoiles de l'échantillon FLAMES vers <i>Carina</i>	7
5.3	CMD du champ INT/WFC M31-N d'Ibata et al. (2003) et des étoiles observées par Keck/DEIMOS autour de M31	7
5.4	Distribution des vitesses radiales de l'échantillon d'étoiles DEIMOS de l'Anneau	8
5.5	Meilleures orbites de l'Anneau pour un seul ou plusieurs passages du progéniteur	8
6.1	Position des champs du relevé MegaCam dans le halo de la galaxie d'Andromède	8
6.2	Carte d'extinction dans la région du relevé MegaCam	9
6.3	Diagramme couleur-magnitude des étoiles et des galaxies du champ M01	9
6.4	Cartes des galaxies d'arrière-plan et des étoiles Galactiques dans le relevé Me- gaCam	9
6.5	Comparaison des CMD MegaCam et INT de la galaxie naine Andromède III	9
7.1	Cartes du relevé MegaCam pour différents intervalles de métallicité	10

7.1	<i>Suite</i>
7.2	Schéma indiquant les différentes structures visibles dans le relevé MegaCam 103
7.3	Profils stellaires du courant géant de M31 dans le relevé MegaCam 105
7.4	CMD des deux populations stellaires qui composent le courant géant 107
7.5	Carte et CMD du courant diffus perpendiculaire à l'axe mineur à \sim 120 kpc dans
	le halo de M31
7.6	Carte et CMD du courant le long de l'axe majeur de M31
7.7	Carte et CMD de la région vide dans la partie sud-ouest du relevé MegaCam 112
8.1	CMD, carte et distribution de métallicité de la naine And XI
8.2	Profils de lumière des trois nouvelles naines de M31
8.3	Image MegaCam dans la bande <i>g</i> autour de la région d'And XI
8.4	CMD, carte et distribution de métallicité de la naine And XII
8.5	Image MegaCam dans la bande <i>g</i> autour de la région d'And XII
8.6	CMD, carte et distribution de métallicité de la naine And XIII
8.7	Image MegaCam dans la bande <i>g</i> autour de la région d'And XIII
8.8	Cartes des galaxies et des étoiles dans la région d'And XIII
8.9	Image MegaCam dans la bande <i>g</i> autour de la région de GC
8.10	CMD de l'amas globulaire GC
8.11	Spectre du nombre de voisins dans un rayon de 1.5 autour des étoiles d'un degré-carré de relevé généré aléatoirement
8.12	Comparaison des caractéristiques des nouvelles naines avec celles des galaxies naines liées à la Voie Lactée et à la galaxie d'Andromède
8.13	CMD combiné des trois nouvelles naines de M31
8.14	Distribution des structures dont la statistique S_i est au moins égale à celle d'An-
	dromède XII
A.1	Ligne d'émission du cuivre à 5105.541 Å d'une lampe de calibration en configu-
	ration CCD1
A.2	Concaténation des lignes d'émission d'un groupe de fibres
A.3	Évolution des quatre paramètres du modèle de LSF à travers le CCD 159
A.4	Évolution des paramètres du modèle de LSF pour toutes les observations d'une nuit
A.5	Différence de la position centrale d'une ligne d'émission déformée pour deux méthodes de calibration
A.6	Différence de vitesse radiale entre les différentes fibres pour des observations du crépuscule
A.7	Vitesses radiales et leur incertitude à partir des spectres de référence observés et artificiels
A.8	Ligne d'émission cuivre-argon à 8408.2096 Å observée dans la configuration CCD2

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

A.9	Évolution sur le CCD de la dispersion de l'ajustement gaussien de la ligne
	d'émission
A.10	Différences de vitesses radiales entre les observations d'avril et de décembre 167

Chapitre 1

Introduction

Si, dans l'espace infini où se sont formés les soleils de la Voie Lactée, on suppose un point autour duquel, pour une cause je ne sais laquelle, a commencé la première formation de la nature au sein du chaos, là a dû se former la plus grande masse, un corps doué d'une attraction extraordinaire, qui est ainsi devenu capable de forcer tous les systèmes en formation dans l'énorme sphère de son activité, à tomber vers lui comme leur centre, et à former autour de lui un immense système, qui reproduit dans d'immenses proportions celui que la même matière élémentaire a formé autour du soleil. L'observation met cette hypothèse à peu près hors de doute.

Histoire générale de la nature et théorie du ciel, Immanuel Kant, 1755

1.1 La cosmologie du Groupe Local

SI LA THÉORIE de formation de la Voie Lactée énoncée par Immanuel Kant il y a plus de deux siècles et demi est déjà étonnamment proche des conceptions actuelles, il a fallu attendre la deuxième moitié du XX^{ème} siècle pour qu'elle soit étayée par des preuves observationnelles. Deux théories, *a priori* contradictoires, ont ainsi été proposées pour expliquer la formation du halo stellaire de la Galaxie¹ en s'appuyant sur ce que Freeman & Bland-Hawthron (2002) appellent l'archéologie galactique, c'est-à-dire la compréhension de la formation des composantes Galactiques par l'étude conjointe des abondances chimiques et de la dynamique de leurs étoiles ou de leurs amas globulaires. Les plus anciens de ces traceurs conservent en effet les traces de leur histoire et permettent, si leurs caractéristiques sont connues avec suffisamment de précision, de remonter aux conditions cosmologiques de la formation du Groupe Local.

En 1962, Eggen et al. étudient les orbites de 221 étoiles et trouvent une corrélation entre leur excentricité et la métallicité des étoiles : celles qui suivent les orbites les plus radiales autour de la Voie Lactée sont celles qui ont les plus faibles abondances en métaux. Ils en concluent que le halo stellaire Galactique s'est formé par un effondrement rapide (de moins d'un milliard d'années), très tôt dans l'âge de l'Univers. Une quinzaine d'années plus tard, Searle & Zinn (1978) ont quant à eux montré que 19 amas globulaires situés à plus de 8 kpc du centre Galactique ne semblent pas présenter de corrélation entre abondances chimiques et distance et qu'ils ont des différences morphologiques indépendantes de leur métallicité. Ils en concluent

¹Tout au long de cette thèse, j'emploie Galaxie comme un synonyme de la Voie Lactée tandis que galaxie, sans majuscule, décrit une galaxie en général.

que ces amas globulaires ont été apportés dans le halo de la Voie Lactée par des fragments proto-galactiques absorbés par la Galaxie au cours de son histoire et qui ont construit son halo stellaire. En fait, Chiba & Beers (2000) ont plus récemment révélé que les étoiles du voisinage solaire contiennent la marque des deux scénarios. Une petite fraction des étoiles qui nous entoure ($\sim 15\%$ de leur échantillon de 1 203 étoiles) sont très pauvres en métaux et sur des orbites très excentriques et proviennent sans doute d'un effondrement radial initial de la Voie Lactée tandis que la majorité des étoiles analysées ne montre pas de gradients radiaux et semblent plutôt provenir de l'absorption successive de structures stellaires par la Voie Lactée.

En parallèle à ces études observationnelles, l'idée d'une formation hiérarchique des galaxies, où elles absorbent au cours du temps des structures proto-galactiques plus petites, est aussi avancée par les études théoriques de la formation des grandes structures de l'Univers. Dans le modèle maintenant privilégié Λ Cold Dark Matter (Λ CDM) d'un Univers fortement dominé par l'énergie noire et où seulement 20% de la matière est sous forme visible (Spergel et al., 2006), les structures comme notre Voie Lactée s'assemblent progressivement en absorbant de nombreuses structures de petites masses au cours de leur histoire (voir par exemple Press & Schechter 1974; White 1978). Or, lorsqu'ils sont accrétés, ces fragments proto-galactiques — de petits halos de matière noire dont les galaxies naines pourraient être les actuels représentants, pas encore détruits — subissent les effets de marée de la galaxie hôte (par exemple notre Galaxie), qui sont d'autant plus importants que l'orbite du fragment est radiale et qu'elle passe près du centre galactique. Ces étoiles lui sont alors arrachées et se répartissent sur son orbite en formant une traînée ou un courant d'étoiles. La recherche de telles traînées de marée qui forment donc des structures stellaires dans le halo est primordiale pour contraindre l'histoire de la formation de la galaxie et le taux d'accrétion qu'elle a subie au cours de son histoire.

1.1.1 Les structures stellaires comme indicateurs de l'histoire de formation des galaxies du Groupe Local

Les simulations de Bullock, Kravstov & Weinberg (2001) et Bullock & Johnston (2005) qui reproduisent des galaxies similaires à la Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède (M31) dans un Univers ACDM révèlent que les structure stellaires dues aux accrétions sont plus visibles dans les parties extérieures des halos où le temps dynamique pour qu'elles perdent leur cohérence est supérieur à plusieurs milliards d'années (voir Figure 1.1, à gauche). Le halo stellaire est beaucoup plus lisse et homogène dans ses parties internes ($D_{GC} \lesssim 30 \, {\rm kpc}$) car il se forme à partir des restes des accrétions les plus anciennes et les plus massives. Par comparaison avec de telles simulations, la simple quantification des traînées de marée, et donc du nombre d'accrétions qui ont eu lieu dans un halo, apportent donc déjà des contraintes importantes sur la formation des galaxies. Heureusement, malgré l'homogénéité du halo stellaire interne, les courants conservent la cinématique de leur progéniteur et ils peuvent donc être détectés par la connaissance de la position et de la vitesse de leurs étoiles dans les trois dimensions spatiales (Helmi et al., 1999). Dans le cas de satellites qui se désagrègent dans le halo externe de la Voie Lactée, la distance et la vitesse radiale des étoiles peuvent être suffisantes pour mettre les courants en évidence (Johnston, Hernquist & Bolte 1996, voir aussi Bullock & Johnston 2005 et la Figure 1.1, à droite).

L'influence des accrétions sur la formation des disques galactiques (en particulier du disque épais) a aussi été étudiée en détails dans des simulations récentes, suffisamment précises pour qu'il soit possible de suivre la formation du disque de galaxies similaires à la Voie Lactée. Abadi et al. (2003b) ont ainsi montré dans leur simulation d'une galaxie spirale (Abadi



FIG. 1.1 - Simulation ACDM d'une galaxie similaire à la Voie Lactée. À gauche : Dans le cube de 300 kpc de côté représenté ici, les nombreuses structures accrétées par la galaxie forment son halo stellaire et restent surtout visibles dans les régions extérieures où le temps nécessaire à leur mélange est bien plus grand qu'au centre du halo stellaire qui apparaît donc beaucoup plus lisse. Les niveaux de bleu codent la brillance de surface des structures qui varie entre 23 mag arcsec⁻² (blanc) et 38 mag arcsec⁻² (bleu-noir). L'œil détecte les structures jusqu'à ~ 30 mag arcsec⁻². À *droite* : La même simulation vues dans l'espace des phases (distance au centre de la galaxie contre vitesse radiale). Les couleurs codent ici l'âge de l'accrétion de chaque structure. Même les structures les plus anciennes (bleu foncé) restent structurées et peuvent donc être mises en évidence malgré l'homogénéité du halo interne. *Figure extraite de Bullock & Johnston (2005)*.

et al., 2003a) qu'une part importante de son disque épais est formée par les restes d'accrétions qui se sont produites dans le plan galactique. Ainsi, ce sont 90% des étoiles de plus de 10 Gyr du disque épais qui proviennent de satellites dont l'orbite s'est circularisée par friction dynamique avant de se désagréger sous l'effet des forces de marée de la galaxie hôte. De plus, ils montrent que même une fraction non négligeable (~ 15%) du disque fin provient des restes de satellites accrétés. Alternativement, les simulations de Toth & Ostriker (1992) et de Velazquez & White (1999) indiquent que le disque épais peut être produit par l'échauffement du disque fin lors d'une accrétion représentant une fraction significative de ce disque. Dans tous les cas, il semble que le disque épais soit lié à la formation hiérarchique de la galaxie à laquelle il appartient.

Mais même si les simulations effectuées dans un contexte cosmologique reproduisent de manière satisfaisante les observations des composantes de la Voie Lactée ou de la galaxie d'Andromède (disque, halo), la détection des traînées stellaires issues des fragments protogalactiques et des restes de leur accrétion reste encore problématique. La faible luminosité de surface des traînées de marée créées les rend difficilement observables (les traînées visibles sur la Figure 1.1 ont des brillances de surface de $\sim 30 \,\mathrm{mag}\,\mathrm{arcsec}^{-2}$ alors que les observations de lumière intégrée ne permettent pas de détecter des structures moins lumineuses que \sim 28 mag arcsec⁻²) et ce n'est que ces dernières années que plusieurs de ces structures stellaires ont pu être mise en évidence (voir plus loin, § 1.2). Une comparaison quantitative de ces structures avec celles qui sont visibles dans les simulations de Voies Lactées (Bullock & Johnston, 2005) n'a donc pas encore été possible. En revanche, les galaxies naines qui n'ont pas encore été détruites par les forces de marée des galaxies spirales du Groupe Local — et qui pourraient représenter la fraction non détruite des fragments proto-galactiques - sont plus facilement observables car plus concentrées et donc plus lumineuses. Or, il a été remarqué que les simulations ACDM produisent une surabondance de petits halos en comparaison du nombre de galaxies naines observées autour de la Voie Lactée et de la galaxie d'Andromède (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999a, 2001).

Klypin et al. (1999) et Moore et al. (1999a) ont montré parallèlement que les simulations de halos similaires au Groupe Local contiennent ~ 500 satellites alors que ~ 40 satellites était alors connus dans le Groupe Local. Si de nouvelles galaxies naines ont depuis été découvertes (voir plus loin, § 1.2.3), elles sont toutes de relativement faible luminosité et ne comblent pas la différence entre simulations et observations qui existe dès les satellites de quelques $10^8 \,\mathrm{M_{\odot}}$ (c'est-à-dire d'une masse supérieure à *Fornax* dSph). L'explication privilégiée pour justifier cette différence est la présence d'un important halo de matière noire autour des galaxies naines, ce qui les rend plus massives que leur luminosité le laisse supposer (Stoehr et al., 2002). Cela semble confirmé par les importants rapports masse-sur-luminosité mesurés dans les galaxies du Groupe Local et qui semblent pouvoir atteindre 100 (en unités solaires ; par exemple Odenkirchen et al. 2001 pour Draco dSph). Cela nécessite néanmoins de trouver un moyen d'empêcher la formation d'étoiles dans ces objets. Si le *feedback* des supernovae ne semble pas être suffisamment important pour les galaxies naines (Mac Low & Ferrara, 1999), la suppression de la formation stellaire dans les halos peu massifs lors de la réionisation pourrait reproduire les observations (voir par exemple Efstathiou 1992; Bullock, Kravstov & Weinberg 2000; Somerville 2002). En effet, durant cette phase qui a lieu tôt dans l'âge de l'Univers ($z \gtrsim 6$; Wyithe & Loeb 2006) le gaz moléculaire des milieux galactique et intergalactique qui ne se trouve pas au fond d'un puits de potentiel suffisamment profond est ionisé. Ainsi, seuls les satellites CDM qui dépassent une masse limite au moment de la ré-ionisation vont conserver du gaz moléculaire capable de former ultérieurement des étoiles. Mais le peu de galaxies faiblement lumineuses mises en évidence et la difficulté d'obtenir un recensement homogène sur



FIG. 1.2 - Les effets de l'aplatissement du halo sur la traînée produite par une galaxie naine sur une orbite polaire pour des facteurs d'aplatissement du halo Galactique de q = 1.0 (à gauche), q = 0.9 (au centre) et q = 0.75 (à droite). Les distributions sur le ciel sont codées en couleur en fonction de la vitesse radiale (en haut) et de la distance (en bas) des particules. La précession devient de plus en plus importante à mesure que l'aplatissement augmente (c'est-à-dire que q diminue) et la traînée perd son intégrité. *Figure extraite de Ibata et al.* (2001a).

une région importante du halo de la Voie Lactée ou de M31 limite actuellement les contraintes à apporter sur ce scénario.

1.1.2 Les structures stellaires comme sondes de leur galaxie hôte

Outre leur simple présence qui renseigne sur l'histoire de formation des galaxies, les traînées de marée peuvent être utilisées comme des sondes du milieu dans lequel elles évoluent et tout particulièrement du halo de la Galaxie ou de M31. Les caractéristiques du halo (masse, forme, granularité) influent sur la trajectoire du progéniteur, mais surtout sur les étoiles des courants car les effets gravitationnels du progéniteur deviennent négligeables devant ceux du milieu ambiant. Si la distance et la vitesse de ces étoiles est connue avec suffisamment de précision, Johnston, Sigurdsson & Hernquist (1999) et Peñarrubia et al. (2006) ont montré qu'il est possible de déterminer les paramètres actuels du halo avec une précision de quelques pour-cents, quelle que soit son évolution passée. Ces études concluent par ailleurs qu'il est aussi possible de remonter au taux de perte de masse du satellite et à son rapport masse-sur-luminosité (Johnston, Sackett & Bullock, 2001; Peñarrubia et al., 2006). Si la précision nécessaire pour obtenir de tels résultats ne peut pas encore être atteinte, la simple connaissance des vitesses radiales et de la distance des étoiles de la structure suffit à déterminer la forme générale du halo (sphérique, oblate, prolate). On peut voir Figure 1.2 l'effet de l'aplatissement du halo sur les simulations de l'accrétion d'une galaxie naine sur une orbite polaire (Ibata et al., 2001a). Dès que l'aplatissement devient important, la précession de l'orbite du satellite devient importante et la traînée perd de sa cohérence sur le ciel. La comparaison d'observations et de simulations de ce type permet donc de contraindre la masse et la forme du halo.

Enfin, si les centaines de satellites prédits par les simulations ACDM orbitent bien dans les

halos des galaxies sous la forme de petits halos de matière noire qui ne contiennent pas ou peu d'étoiles, leur présence doit aussi influer sur les traînées laissées par les accrétions de galaxies naines. Les interactions fréquentes qu'ils ont avec les étoiles des traînées tendent à arracher celles-ci de leur orbite (qui est aussi celle de leur progéniteur) et échauffent donc les structures stellaires fines, les faisant disparaître beaucoup plus rapidement que si le halo contient peu de sous-structures (Ibata et al., 2002b; Johnston, Spergel & Haydn, 2002). Les structures stellaires les plus sensibles à cet effet sont néanmoins les plus fines, surtout celles qui sont produites par la destruction d'amas globulaires, et donc les plus difficiles à mettre en évidence.

L'absence de preuves directes que la Voie Lactée accrète de plus petites galaxies a pendant longtemps été un frein à ces études. La découverte par Ibata, Gilmore & Irwin (1994) de la galaxie naine du Sagittaire qui est actuellement en train de subir les effets de marée de notre Galaxie et qui laisse des traînées d'étoiles sur son orbite (voir plus loin § 1.2.1.1), a cependant mis en évidence de manière flagrante que de tels phénomènes ont encore lieu autour de nous et a lancé de nombreux groupes dans la quantification et l'étude des structures stellaires produites par les accrétions.

1.2 Les structures stellaires du Groupe Local

1.2.1 Autour de la Voie Lactée

1.2.1.1 La galaxie naine du Sagittaire

La découverte de la galaxie naine. La découverte de la galaxie naine du Sagittaire (Sgr) montre toute la puissance des données cinématiques pour caractériser les structures stellaires provenant d'accrétions. Cachée derrière le bulbe Galactique, la galaxie naine a été détectée par Ibata, Gilmore & Irwin (1994, 1995) dans leur étude spectroscopique des régions extérieures du bulbe. Centrée autour de $(\ell, b) = (5.6^{\circ}, -14.0^{\circ})$, la surdensité stellaire ainsi mise en évidence couvre une région de plusieurs dizaines de degrés-carrés sur le ciel et présente des caractéristiques similaires à la galaxie naine Fornax avec une magnitude absolue de $M_V = -13.3$ (Majewski et al., 2003). Sa distance héliocentrique ($D_{\odot} = 24 \pm 1 \text{ kpc}$) induit une distance Galactocentrique de $D_{GC} = 16 \pm 1$ kpc, ce qui fait de cette galaxie naine la plus proche de la Galaxie. En raffinant leur étude du centre de la naine, Ibata et al. (1997) ont montré qu'elle a une faible dispersion de vitesse (11.4 ± 0.7 km s⁻¹), typique d'une galaxie naine, et que son orbite est polaire par rapport à la Voie Lactée, avec une vitesse totale de l'ordre de 250 ± 90 km s⁻¹. L'utilisation de ces paramètres pour contraindre des simulations N-corps de l'accrétion de la naine sur la Voie Lactée indique que Sgr a une période orbitale de ~ 0.7 Gyr et est fortement dominée par la matière noire avec une masse totale de $\sim 10^9 M_{\odot}$ et un rapport masse-sur-luminosité $M/L \gtrsim 10$ (Ibata & Lewis 1998, mais voir aussi Helmi & White 2001).

Dès sa découverte, la forme allongée de la galaxie naine en direction du centre Galactique semblait indiquer qu'elle subit les effets de marée de la Voie Lactée. Cela a depuis été confirmé par de nombreuses études qui montrent que l'accrétion de Sgr est sans doute le plus important phénomène peuplant le halo Galactique à notre époque.

Le plus important phénomène peuplant le halo Galactique. La compréhension de l'accrétion de Sgr et son utilisation pour contraindre la forme du halo Galactique passe bien entendu par une cartographie exhaustive des traînées de marée qu'elle laisse sur son orbite polaire. De très nombreuses détections de celles-ci ont été obtenues. À partir de relevés cou-

vrant une région importante du ciel, Ibata et al. (2001a) ont montré que la majorité des étoiles carbonées du halo se trouvent dans la traînée du Sgr tandis que Ibata et al. (2002a) ont montré que les étoiles géantes rouges contenues dans une version préliminaire du catalogue 2MASS (2 Micron All Sky Survey) ont le même comportement, faisant de la traînée de Sgr la plus importante structure du halo Galactique. Les premières versions du catalogue SDSS (Sloan Digital Sky Survey), bien que couvrant de beaucoup plus petites régions du ciel ont aussi permis plusieurs détections de groupes d'étoiles dans le halo (Yanny et al., 2000; Martínez-Delgado et al., 2001; Dohn-Palmer et al., 2001; Newberg et al., 2002; Clewley & Jarvis, 2006) jusqu'à des distances de 90 kpc (Newberg et al., 2003). Ils ont depuis tous été associés au courant laissé par Sgr (Ibata et al., 2001c; Dinescu et al., 2002; Martínez-Delgado et al., 2004). En outre, les premiers résultats de l'étude des étoiles variables *RR Lyrae* dans le SDSS (Ivezic et al., 2000), observées à nouveau dans le relevé QUEST (Quasar Equatorial Survey Team) indiquent aussi qu'elles proviennent de Sgr (Vivas et al., 2001; Vivas, Zinn & Gallart, 2005). L'étude des amas globulaires du halo Galactique montre que plusieurs d'entre-eux ont été apportés par la galaxie naine. Outre M54, Ter 8, Arp 2 et Ter 7 qui résident encore maintenant dans le cœur de Sgr, Bellazzini, Ferraro & Ibata (2003) concluent qu'au moins quatre des trente-deux amas globulaires qui se trouvent dans les régions extérieures du halo proviennent très probablement de Sgr. Parmi ceux-ci, Pal 12, NGC 4147 ont été confirmés comme des membres de la traînée (Dinescu et al., 2000; Martínez-Delgado et al., 2002; Bellazzini et al., 2003). Enfin, Putman et al. (2004) ont montré que $4 - 10 \times 10^6 \,\mathrm{M_{\odot}}$ d'hydrogène neutre se trouvent sur l'orbite de la galaxie naine et pourraient lui avoir été arrachées lors de son dernier passage dans le plan Galactique. La présence de ce gaz dans la naine encore récemment pourrait expliquer qu'elle formait encore des étoiles il y a 0.5 - 2 milliards d'années et que sa traînée montre un gradient de populations stellaires (Martínez-Delgado et al., 2004).

L'ensemble de ces études ont permis de mettre en évidence que Sgr subit de fortes interactions avec la Voie Lactée et qu'elle peuple actuellement son halo. Mais l'étude qui met sans doute le plus en valeur ce phénomène est celle de Majewski et al. (2003) qui utilisent les étoiles géantes rouges (*Red Giant Branch*, RGB) dans la version définitive du relevé 2MASS pour cartographier les deux bras de la traînée produite par l'accrétion de Sgr tout autour de la Galaxie. Cette structure est aussi la seule qui soit visible dans le halo pour les étoiles RGB du relevé (voir Figure 1.3).

Contraindre la forme du halo Galactique. La traînée du Sagittaire, qui baigne dans le halo de la Galaxie, représente une magnifique sonde de la forme de celui-ci. À partir des étoiles carbonées de la traînée, Ibata et al. (2001a) ont été les premiers à contraindre la sphéricité du halo et en montrant que la répartition de ces objets sur l'orbite de Sgr n'est compatible qu'avec un halo dont l'aplatissement *q* est supérieur à 0.9 à l'intérieur de 60 kpc, c'est-à-dire proche de sphérique (voir aussi Martínez-Delgado et al. 2004). Pour un facteur d'aplatissement plus petit, l'orbite du satellite précesse et les traînées perdent leur cohérence, alors qu'elle est observée dans les données. Ce résultat a depuis été confirmé à partir des étoiles RGB de 2MASS, bien plus nombreuses qui indiquent un aplatissement du halo compris entre 0.90 et 0.95 (Johnston, Law & Majewski 2005; mais voir aussi Helmi (2004a) pour qui les observations ne sont pas suffisamment ancienne pour permettre la discrimination entre un halo aplati ou sphérique). L'observation des étoiles issues de deux passages successifs, quasiment alignés, de Sgr dans le SDSS (Belokurov et al., 2006b) indique aussi un halo sphérique (Fellhauer et al., 2006).

Les centaines de vitesses radiales obtenues par Majewski et al. (2004a) le long des courants d'étoiles RGB dans 2MASS semblent quant à elles indiquer que le halo de la Galaxie est prolate avec $q \sim 1.25$ (c'est-à-dire alongé vers les pôles Galactiques ; Helmi 2004b; Law, Johnston



FIG. 1.3 - Traînée d'accrétion produite par l'accrétion de la galaxie du Sagittaire dans la distribution des étoiles RGB du relevé 2MASS. La Figure est centrée sur le centre Galactique et alignée dans le plan de l'orbite du Sagittaire, quasiment polaire. La traînée d'étoiles arrachées à la galaxie naine (elle-même indiquée par le trait vers $(X, Y)_{Sgr,GC} \sim (15 \text{ kpc}, -5 \text{ kpc})$) est clairement visible et représente la seule structure stellaire majeure du halo Galactique. Le plan Galactique se trouve en $Y_{Sgr,GC} = 0 \text{ kpc}$ et le nombre important d'objets autour de ce plan correspond aux étoiles du disque Galactique. *Figure extraite de Majewski et al.* (2003).



FIG. 1.4 - Diagramme couleur-magnitude d'une des quatre détections de la structure de Newberg et al. (2002) en direction de l'anticentre. On y dénote clairement une séquence principale entre $(g - r, g) \sim (0.8, 23.0)$ et $(g - r, g) \sim (0.2, 19.5)$. *Figure extraite de Newberg et al.* (2002).

& Majewski 2005), en contradiction avec les autres études. Ces conclusions différentes, qui découlent toutes de l'observation de la traînée laissée par la galaxie naine du Sagittaire, mais obtenues à partir de méthodes indépendantes, pourraient indiquer que le halo Galactique a évolué lors des derniers milliards d'années ou que la galaxie naine a subi une évolution durant la même période (par exemple lors d'une interaction avec un autre satellite). Ils pourraient aussi signifier que la traînée produite par la galaxie sonde, en fonction de sa distance Galactocentrique, des régions différentes du halo.

Premier phénomène d'accrétion à avoir été mis en évidence autour de la Voie Lactée, il est maintenant établi que la galaxie naine du Sagittaire peuple le halo Galactique en étoiles RGB, *RR Lyrae*, étoiles carbonées, amas globulaires et est un formidable outil d'étude du halo. La simple présence d'une telle structure montre l'importance que les accrétions jouent (et ont sans doute joué) dans la formation et l'évolution des composantes Galactiques.

1.2.1.2 L'Anneau de la Licorne

Si la traînée produite par l'accrétion de la galaxie du Sagittaire peuple uniquement le halo Galactique puisque son orbite est polaire, les satellites massifs orbitant autour de la Voie Lactée sur des orbites plus basses (avec un angle d'inclinaison inférieur à $\sim 30^{\circ}$) vont se circulariser et produire des traînées proche du plan Galactique (Peñarrubia, Kroupa & Boily, 2002). Ce sont d'ailleurs des accrétions de ce type qui forment le disque épais dans la simulation d'Abadi et al. (2003a,b). Le plan Galactique est donc une région vers laquelle se tourner naturellement pour chercher des structures stellaires, même si la présence des étoiles et de la poussière du disque Galactique à l'avant-plan de ces structures rend leur détection difficile.

Ce sont les lignes de visée en direction de l'anticentre Galactique ($\ell = 180^{\circ}$) qui ont d'abord été explorées car le disque Galactique y est moins épais que dans les autres directions. À par-

tir d'une version préliminaire du SDSS, Newberg et al. (2002) ont montré que les étoiles du *turnoff* révèlent l'existence d'une structure stellaire suivant quatre lignes de visée dans l'intervalle 183° < ℓ < 223°, dans les deux hémisphères Galactiques mais dans tous les cas proches du plan Galactique ($|b| < 24^\circ$). Ces quatre détections se trouvent toutes à distance constante du centre Galactique ($D_{GC} = 18 \text{ kpc}$) et forment une structure légèrement au-delà du bord du disque. En effet, les diagrammes couleur-magnitude (CMD pour *Color-Magnitude Diagram*) de ces détections montrent clairement une séquence principale séparée des séquences principales que suivent les étoiles du disque à des distances successives (Figure 1.4). Ces détections du SDSS ont été complétées par une étude spectroscopique (Yanny et al. 2003 ; voir aussi leur *erratum* (Yanny et al., 2004) pour les corrections de leurs vitesses radiales). Les vitesses radiales ainsi obtenues montrent que les quatre détections sont compatibles avec une même structure en orbite quasiment circulaire autour de la Galaxie et leur faible dispersion (entre 13 et 26 km s⁻¹) privilégie l'hypothèse d'une accrétion dans le plan Galactique dont une partie des traînées sont observées.

La découverte de cette structure dans l'anticentre a entraîné sa recherche le long d'autres lignes de visée afin d'en connaître l'étendue. Ibata et al. (2003) et Conn et al. (2005) ont utilisé la caméra grand champ WFC montée sur l'Isaac Newton Telescope pour montrer que la structure forme un anneau qui entoure le disque Galactique dans les deuxième et troisième quadrants Galactiques (d'où le nom d'Anneau de la Licorne ou simplement Anneau généralement donné à cette structure). À l'image de la traînée du Sagittaire, l'Anneau est mis en évidence avec différents traceurs comme les étoiles de la séquence principale (Newberg et al., 2002; Ibata et al., 2003; Conn et al., 2005) ou les étoiles RGB de 2MASS (Rocha-Pinto et al., 2003; Crane et al., 2003) et montre aussi un gradient de métallicité (-1.6 < [Fe/H] < -0.4; Yanny et al. 2003; Crane et al. 2003). De plus, la plupart des amas ouverts sur les bords du disque ainsi que certains amas globulaires ont des vitesses et des distances compatibles avec celles de la structure (Frinchaboy et al., 2004). Dans tous les cas, l'Anneau semble suivre une orbite quasiment circulaire² autour de la Voie Lactée à des distances variables mais toujours à la limite ou au-delà du disque Galactique (14 $\lesssim D_{GC} \lesssim$ 18 kpc). Si plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer cette structure (un disque stellaire plus épais et plus diffus que le disque épais, un bras spiral lointain, une structure du disque Galactique), celle d'une accrétion ayant lieu dans le plan Galactique semble maintenant privilégiée.

Les orbites de la galaxie naine accrétée calculées par Yanny et al. (2003) et Crane et al. (2003) indiquent une orbite circulaire à distance constante de $D_{GC} \sim 18$ kpc. Peñarrubia et al. (2005) ont testé plus avant le scénario d'une accrétion en utilisant toutes les détections de l'Anneau pour contraindre des simulations *N*-corps de l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan Galactique. Il montre que celle-ci suit une orbite prograde (c'est-à-dire qu'elle tourne dans le même sens que le disque Galactique) en produisant une traînée de marée qui entoure la Voie Lactée en deux anneaux concentriques situés à $D_{GC} \sim 15$ kpc et $D_{GC} \sim 20$ kpc (Figure 1.5). La naine accrétée est similaire à la galaxie naine du Sagittaire, avec une masse de 5×10^8 M_{\odot} qui est compatible avec les estimations faites à partir des observations (Ibata et al., 2003).

Il semble donc que la Voie Lactée soit en train de subir deux accrétions importantes : l'une, celle du Sagittaire, sur une orbite polaire et l'autre, produisant l'Anneau de la Licorne, sur une orbite planaire. Ce deuxième phénomène reste cependant bien moins connu car plus difficilement observable derrière le disque Galactique. En particulier, son progéniteur, s'il existe toujours n'a pas encore été mis en évidence.

²Il faut cependant noter que, comme l'ensemble des détections proviennent de l'anticentre, elles sont peu sensibles à l'ellipticité de l'orbite puisque celle-ci y est presque perpendiculaire à la ligne de visée.



FIG. 1.5 - Meilleur ajustement des détections de l'Anneau par l'accrétion d'une galaxie naine sur une orbite prograde, vue du pôle Galactique. Les différentes détections de l'Anneau apparaissent en rouge et les particules de la simulation, en gris, forment un double anneau d'étoiles autour de la Voie Lactée. *Figure extraite de Peñarrubia et al.* (2005).

1.2.1.3 D'autres structures stellaires autour de la Voie Lactée

Les récents relevés systématiques de grandes régions du ciel ont permis de mettre en évidence plusieurs structures stellaires plus diffuses qui pourraient être impliquées dans la construction du disque et du halo Galactiques. À chaque gain en profondeur ou en complétude dans les jeux de données utilisés, de nouvelles traînées sont mises en évidence :

La structure Triangulum/Andromeda. Visible comme une surdensité d'étoiles RGB dans le catalogue 2MASS (Rocha-Pinto et al., 2004), cette structure s'étend principalement sous le disque Galactique, dans le deuxième quadrant et à une distance Galactocentrique moyenne de ~ 30 kpc, c'est-à-dire derrière les détections de l'Anneau de la Licorne dans cette direction. Les CMD obtenus par Majewski et al. (2004b) vers cette structure montrent une séquence principale qui n'est pas sans rappeler celle de l'Anneau. Enfin, Rocha-Pinto et al. (2004) montrent qu'elle possède une faible dispersion de vitesse, ce qui semble indiquer qu'il s'agit d'un reste d'accrétion (peut-être produit par le même progéniteur que l'Anneau ; voir Peñarrubia et al. 2005).

La structure de Virgo. Jurić et al. (2006) ont utilisé le SDSS pour cartographier la Voie Lactée jusqu'à des distances de 15 kpc du Soleil. Ils détectent une surdensité diffuse en direction de Virgo, alignée perpendiculairement au disque Galactique et qui s'étend au moins entre 5 et 15 kpc au-dessus du disque. Si Xu, Deng & Hu (2006) préfèrent voir en cette surdensité l'indication que le halo stellaire est asymétrique, la coïncidence de la structure avec des étoiles *RR Lyrae* regroupées en distance et en vitesse radiale signifie plutôt qu'elle est produite par les restes d'une accrétion (Duffau et al., 2006).

Le "champ des courants". Un des plus beaux exemples du caractère structuré du halo Galactique vient de la dernière version du SDSS. À partir de la cinquième version du catalogue (SDSS DR5), Belokurov et al. (2006b) montrent que les ~ 8000 degrés-carrés observés autour du pôle nord Galactique (mais qui s'étend à certains endroits jusqu'à basse latitude) contient de nombreux courants stellaires. Leur Figure 1, reproduite ici (Figure 1.6) contient plusieurs structures très nettes à des distances différentes, de quelques kiloparsecs (en bleu) à quelques dizaines de kiloparsecs (en rouge). En particulier, on retrouve pour des distances croissantes : l'Anneau de la Licorne (flèche bleu), la structure Virgo de Jurić et al. (2006) (flèche bleu-clair), la double traînée de la galaxie du Sagittaire (flèches rouges) et un "courant orphelin" (flèche verte) dont le progéniteur (s'il existe encore) n'est pas identifié (voir aussi Grillmair 2006).

Des groupes d'étoiles dans le disque. La recherche de traînées de marée dans le disque Galactique est rendue difficile par la plus faible durée de vie des structures proches du centre de la Voie Lactée. Elles gardent cependant leur structure dans les espaces de paramètres qui conservent les informations sur l'orbite que suivent les étoiles. Cela nécessite néanmoins de connaître les trois composantes de la position et les trois composantes de la vitesse de chaque objet étudié, ce qui est très rare du fait de la difficulté à mesurer les mouvements propres et les distances des étoiles. Cependant, à partir du catalogue de Genève-Copenhague (Nordström et al., 2004), Helmi et al. (2006) trouvent trois courants d'étoiles d'âge et de métallicité différents du disque dans les quelques dizaines de parsecs qui entourent le Soleil. Ces structures représentent au moins 2% des étoiles du catalogue et pourraient être les débris provenant de satellites aujourd'hui mélangés avec le disque.

D'autres courants d'étoiles ont aussi été mis en évidence dans des échantillons plus réduits ou sur de petites régions du ciel (voir par exemple Majewski, Munn & Hawley 1994, Helmi et al. 1999, Gilmore, Wyse & Norris 2002, Muñoz et al. 2006a). La plupart des découvertes de structures stellaires reposent néanmoins sur des jeux de données complets et homogènes dans



FIG. 1.6 - Le "champ des courants" de Belokurov et al. (2006b) vu par le SDSS montre de nombreuses structures stellaires : l'Anneau de la Licorne (flèche bleu), la structure Virgo de Jurić et al. (2006) (flèche bleu-clair), la double traînée de la galaxie du Sagittaire (flèches rouges) et un "courant orphelin" (flèche verte) à des distances de quelques kiloparsecs (bleu) à quelques dizaines de kiloparsecs (rouge). *Figure extraite de Belokurov et al.* (2006b).

toute une région du ciel et montrent le grand intérêt de ce type d'observations panoramiques. Ils restent malgré tout très coûteux du fait des grandes régions du ciel qu'il faut couvrir pour, par exemple, avoir un échantillon représentatif du halo Galactique.

1.2.2 Autour de la galaxie d'Andromède

La galaxie d'Andromède est rapidement devenue une cible privilégiée pour étudier la structure d'une grande galaxie spirale. Sa proximité avec la Voie Lactée ($785 \pm 25 \text{ kpc}$; Mc-Connachie et al. 2005) rend relativement aisée l'observation de ses étoiles par les télescopes actuels et a l'avantage de permettre une cartographie bien plus rapide de son halo qui ne couvre que quelques centaines de degrés-carrés en comparaison du halo Galactique qui nous entoure dans toutes les directions. En outre si, comme le laisse penser les simulations CDM, les structures stellaires mises en évidence autour de la Voie Lactée sont liées à sa formation, des restes d'accrétions similaires doivent entourer M31.

En dehors de sa ressemblance morphologique avec la Voie Lactée, M31 possède un halo dont les propriétés semblent différer de celles du halo Galactique puisqu'il a été mesuré plus riche en métaux d'un ordre de grandeur ($[m/H] \sim -0.6$; voir par exemple Holland, Fahlman & Richer 1996). Or les raisons de cette différence doivent pouvoir être trouvées dans des différences de l'histoire d'accrétion de ces deux galaxies.

C'est pourquoi M. Irwin, R. Ibata, A. Ferguson, G. Lewis et N. Tanvir ont commencé un programme d'observations pour obtenir la première vision panoramique des étoiles du halo de M31. Le relevé obtenu, maintenant finalisé, a été observé avec la caméra grand champ WFC (*Wide Field Camera*) montée sur le télescope INT (*Isaac Newton Telescope*). Il couvre la partie interne du halo d'Andromède jusqu'à une distance de ~ 50 kpc de son disque (c'est-à-dire ~ 4° le long de l'axe majeur et ~ 3° le long de l'axe mineur). Le relevé a été étendu vers le sud pour suivre la plus importante traînée de marée mise en évidence.

Le relevé révèle une impressionnante quantité de structures (voir Figure 1.7), sans doute produites par des accrétions successives (Ferguson et al., 2002). En effet, outre les galaxies naines Andromède I et Andromède III déjà connues (flèches bleues), le relevé montre la présence d'une galaxie naine faiblement lumineuse (Andromède IX, flèche bleu-claire; voir § 1.2.3), d'un courant géant plutôt métallique qui s'étend du sud-est du relevé jusqu'aux parties centrales de M31 (flèche rouge), de structures plus au moins diffuses qui entourent le disque de la galaxie (*G1 clump*, flèche violette; *Northern Spur*, flèche rose; *North-Eastern Shelf*, flèche jaune). Des structures sont aussi visibles plus loin du disque : une traînée d'étoiles s'échappe de NGC 205 (flèches oranges; McConnachie et al. 2004b; Geha et al. 2006) et une structure diffuse est aussi visible dans la partie nord-est du relevé (*Andromeda NE*, flèche verte) qui semble se désagréger sous les effets de marée de M31 (Zucker et al., 2004a).

Le courant géant. Initialement présenté par Ibata et al. (2001b), le courant géant s'étend au-delà de la limite sud du relevé. À partir de données CFH12k, McConnachie et al. (2003) ont montré qu'à cet endroit, il se trouve à plus de 100 kpc en arrière-plan de M31 et que sa distance diminue progressivement pour rejoindre celle de M31 quand la traînée atteint le disque. En complétant les observations photométriques par des vitesses radiales obtenues avec le spectrographe multi-objets DEIMOS monté sur le télescope Keck II, Ibata et al. (2004) utilisent la traînée comme une sonde du potentiel de M31 et déterminent sa masse à l'intérieur de 125 kpc comme étant $7.5^{+2.5}_{-1.3} \times 10^{11} \, M_{\odot}$ (voir aussi Fardal et al. 2006). Le satellite qui a produit cette traînée contient principalement une population riche en métaux ([Fe/H] ~ -0.5 ; McConnachie et al. 2006), et devait avoir une masse de 10^8 à $10^9 \, M_{\odot}$ (Fardal et al., 2006; Font et al., 2006),



FIG. 1.7 - Carte des étoiles RGB du relevé INT du halo de la galaxie d'Andromède. Les couleurs codent la métallicité avec les régions contenant plus d'étoiles peu métalliques en bleu et celles contenant surtout des étoiles métalliques en rouge. La partie interne du halo contient de très nombreuses sous-structures ainsi qu'une importante traînée de marée provenant du sud-est. *Figure fournie par M. Irwin.*

ce qui semble en faire un satellite proche de la galaxie naine du Sagittaire. Les structures du *Nothern Spur* et de l'*Eastern Shelf*, qui ont aussi une métallicité élevée, pourraient aussi être des structures liées à la traînée (Ferguson et al., 2002; Font et al., 2006) et signifieraient que la majeure partie du halo intérieur de M31 est en fait peuplée par les restes de ce satellite. La majeure partie des champs ayant précédemment ciblé le halo de M31 étant en fait positionnés sur ces structures (voir par exemple Durrell, Harris & Pritchet 2001), cela pourrait expliquer pourquoi il a été mesuré un ordre de grandeur plus riche en métaux que celui de la Voie Lactée, sélectionné cinématiquement pour éviter toute structure visible (voir par exemple Chiba & Beers 2000 et voir aussi plus loin).

Le disque étendu. Ibata et al. (2005) ont complété le relevé INT par un impressionnant relevé de vitesses radiales obtenues avec DEIMOS et ciblant les étoiles des structures accrétées qui entourent le disque de M31. Ils montrent que celles-ci forment en fait un disque étendu jusqu'à une distance de ~ 40 kpc de M31 (avec des détections jusqu'à ~ 70 kpc) avec une échelle de longueur similaire au disque interne de la galaxie (5.1 ± 0.1 kpc). Peñarrubia, McConnachie & Babul (2006) expliquent la présence de ce disque par l'accrétion d'un satellite massif ($10^9 - 10^{10}$ M_☉) dans le plan de la galaxie. Ce scénario n'est pas sans rappeler celui qui est avancé pour expliquer l'Anneau de la Licorne autour du disque de la Voie Lactée et la détection d'un disque à dix échelles de longueur autour de NGC 300 (Bland-Hawthorn et al., 2005) pourrait indiquer que de tels disques sont courants autour des galaxies spirales.

Quel halo autour de M31? Une des différences qui existent entre la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède est la métallicité de leur halo qui diffère d'un ordre de grandeur avec respectivement [Fe/H] ~ -1.6 (Ryan & Norris, 1991) et [Fe/H] ~ -0.5 (Durrell, Harris & Pritchet, 2001). Dans M31, non seulement les champs ciblant les régions internes du halo montrent une population riche en métaux (Durrell, Harris & Pritchet, 2001; Durrell, 2004), mais il en va de même du profil des étoiles de long de l'axe mineur. En dépit de la présence de deux composantes — la première suivant une loi de de Vaucouleurs et dominant jusqu'à ~ 1.5° (~ 20 kpc) et la seconde, plus plate, s'étendant au-delà de cette distance en suivant une loi de puissance ou une loi exponentielle — il n'y a pas de changement de couleur et donc une métallicité constante jusqu'à une distance de ~ 4° (~ 50 kpc) dans le halo (Irwin et al., 2006). Guhathakurta et al. (2006a) et Kalirai et al. (2006) ont suivi cette deuxième composante jusqu'à des distances de ~ 165 kpc de la galaxie dans quelques champs répartis non loin de l'axe mineur. Ils montrent qu'elle présente un gradient de métallicité entre les régions centrales (< 20 kpc; [Fe/H] ~ -1.2).

Cependant, en sélectionnant cinématiquement les étoiles du halo comme les étoiles sans vitesse de rotation dans l'échantillon de vitesses radiales ciblant le disque étendu (c'est-à-dire de la manière dont est isolé le halo Galactique dans les échantillons d'étoiles du voisinage solaire), Chapman et al. (2006) ont montré la présence d'un halo faiblement métallique ([Fe/H] $\sim -1.4 \pm 0.2$) même dans les régions centrales de M31. Il semble donc que la métallicité élevée des précédentes mesures du halo interne de M31 soit due aux structures d'accrétions et que la galaxie d'Andromède possède un halo stellaire similaire à celui de la Voie Lactée. Le gradient de métallicité mesuré par Kalirai et al. (2006) peut donc être fortement influencé par la présence de traînées de marée. En outre, les simulations de Bullock & Johnston (2005 ; voir aussi Figure 1.1) n'ont pas de halo homogène jusque dans les régions externes et l'extrapolation d'un profile du halo à partir de quelques champs peut s'avérer inadéquat.

La première vision panoramique des régions internes de la galaxie d'Andromède montre donc de très nombreuses sous-structures qui ne sont pas sans rappeler celles qui ont été observées autour de la Voie Lactée. La masse et la métallicité du courant géant le rendent plutôt similaire à la traînée laissée par la galaxie du Sagittaire tandis que l'Anneau de la Licorne et le disque étendu de M31 semblent avoir été créés par les restes d'accrétions dans le plan des deux galaxies. Enfin, quand il est sélectionné cinématiquement, le halo de la galaxie d'Andromède est plus pauvre en métaux que mesuré jusqu'à présent et a une métallicité similaire au halo Galactique. Une des conclusions principales des relevés INT et DEIMOS est que les régions internes du halo de M31 (jusqu'à $\sim 50 \,\mathrm{kpc}$) contiennent de très nombreux restes d'accrétions qui se mélangent avec les composantes de la galaxie et qu'il est nécessaire d'aller explorer les régions plus éloignées du halo pour espérer trouver des traînées d'accrétion qui conservent encore leur structure.

1.2.3 Les galaxies sombres

Nous avons vu précédemment qu'une importante difficulté des modèles CDM et leur production trop importante de satellites. Même si jusqu'à un tiers des satellites de la Voie Lactée pourrait nous être caché par notre position dans la Galaxie (Willman et al., 2004), ils restent \sim 10 fois plus nombreux dans les simulations du Groupe Local que dans les observations autour de la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède. La présence d'un important halo de matière noire autour des galaxies naines, peut-être du fait de la réionisation, est souvent avancée pour expliquer cette différence : les galaxies les moins massives contiennent peu ou pas d'étoiles et seraient jusqu'à présent passées inaperçues. Le petit nombre de satellites faiblement lumineux observés ne permet cependant pas de connaître réellement la région la moins lumineuse de la distribution des satellites dans le Groupe Local. Jusqu'à récemment, la moins lumineuse des galaxies naines connues était *Draco*, de magnitude absolue $M_V = -8.8$ (Mateo, 1998) et dont la masse est estimée à quelques $10^7 M_{\odot}$, ce qui en faisait la galaxie la plus sombre à résider dans le Groupe Local (rapport masse-sur-luminosité $M/L \gtrsim 100$; Odenkirchen et al. 2001). Celà signifie-t-il pour autant que peu de tels objets existent ou qu'ils sont assez sombres pour être passés inaperçus sur les études effectuées sur des données photographiques (voir par exemple Irwin & Hatzidimitriou 1995)?

La publication des grands relevés et en particulier du SDSS a permis de rechercher des associations d'étoiles sur le ciel, ce qui permet un gain très important en profondeur par rapport à la recherche de zones de plus grande luminosité sur des observations en lumière intégrée comme avec les données photographiques. C'est ainsi que ces dernières années, plusieurs galaxies naines faiblement lumineuses ont été mises en évidence autour de la Voie Lactée et autour de la galaxie d'Andromède.

Autour de M31, le relevé INT et le catalogue SDSS ont révélé la présence de deux galaxies naines aux caractéristiques similaires. Andromède IX et Andromède X ont des magnitudes absolues de $M_V = -8.3 \pm 0.5$ (Zucker et al., 2004b) et $M_V = -8.1 \pm 0.5$ (Zucker et al., 2006a), sont pauvres en métaux avec des métallicités inférieures à [Fe/H] ~ -1.5 (McConnachie et al., 2005; Zucker et al., 2006a). Leur caractéristiques sont similaires avec celles des autres galaxies naines de M31 (Harbeck et al., 2005; Chapman et al., 2005; McConnachie & Irwin, 2006). Cependant, ces deux relevés ne permettent de suivre qu'une seule magnitude de la branche des géantes de populations à la distance de M31. S'ils peuvent être utilisés pour rechercher des naines ayant $M_V \lesssim -8.0$, ils ne sont pas assez profond pour être utilisés pour repérer des objets moins lumineux. De plus, la présence de très nombreuses structures stellaires dans la région couverte par ces deux catalogues rend difficile toute recherche de groupe d'étoiles qui vont y avoir un mauvais contraste. La recherche des naines de faible luminosité autour d'Andromède nécessite donc d'étudier les régions plus extérieures de son halo.

Les dernières versions du SDSS et les 8000 degrés-carrés observés dans le région du pôle Galactique (c'est-à-dire \sim 12% du halo Galactique) ont aussi permis de découvrir trois galaxies sombres :

- la galaxie naine d'*Ursa Major* (UMa) se trouve à ~ 100 kpc et a une magnitude absolue de $M_V \sim -6.5 \pm 1.0$ (Willman et al., 2005) ;
- la galaxie naine de *Canes Venatici* se trouve à ~ 220 kpc et a une magnitude absolue de $M_V \sim -7.9 \pm 0.5$ (Zucker et al., 2006b);
- la galaxie naine de *Bootes* (Boo) se trouve à ~ 60 kpc et avec une magnitude absolue de $M_V \sim -5.7 \pm 0.5$ est à ce jour la plus sombre des galaxies naines connues (Belokurov et al., 2006a).

Les vitesses radiales d'étoiles de trois de ces nouvelles naines ont été obtenues et ont permis d'estimer la masse de ces objets en appliquant le théorème du viriel (et en supposant donc qu'ils sont au repos et ne subissent pas d'effets de marée). And IX, UMa et Boo ont ainsi des masses respectives de ~ $1.6 \times 10^7 M_{\odot}$ (Chapman et al., 2005), $0.5 - 2 \times 10^7 M_{\odot}$ (Kleyna et al., 2005) et ~ $10^7 M_{\odot}$ (Muñoz et al., 2006b) et ont des rapports masse-sur-luminosité compris entre 100 et 500. Ces objets ne sont donc que légèrement moins massifs que *Draco*, malgré une luminosité qui peut être dix fois moins importante pour Bootes par exemple. Cela pourrait indiquer qu'il existe une transition de masse rapide entre les objets qui ont formé des étoiles et ceux qui n'étaient pas assez massif pour conserver leur gaz neutre au moment de la réionisation. Cependant, le relativement faible volume du halo Galactique ou de M31 sondé à ce jour ainsi que la faible profondeur des observations du halo de M31 empêchent encore de déterminer de manière robuste le nombre de telles galaxies qui nous entoure.

1.3 À la recherche de structures stellaires

La recherche et la caractérisation des structures stellaires du Groupe Local est donc indispensable pour comprendre la part des composantes de la Voie Lactée et de la galaxie d'Andromède qui ont été construites hiérarchiquement et espérer remonter aux conditions cosmologiques de la formation du Groupe Local. Ces structures sont en outre des sondes inestimables de la structure du halo de ces deux galaxies spirales. Mais si les résultats de ces dernières années ont mis en évidence de nombreuses structures, nous sommes encore loin d'avoir une vision complète de leur répartition autour de la Voie Lactée ou de M31. En particulier, seule la traînée laissée par la galaxie naine du Sagittaire commence à être décrite en détails tandis que la compréhension de la formation de l'Anneau de la Licorne reste incomplète du fait de l'absence de détection de son progéniteur. En outre, aucune étude homogène et profonde d'un halo à plus de 100 kpc n'a encore été effectuée du fait de la difficulté de cartographier une région importante du halo de la Voie Lactée ou d'Andromède. Le travail que j'ai effectué tente donc de répondre à ces deux difficultés.

Du disque Galactique... Dans la première partie, je m'intéresse à la recherche de structures au bord du disque Galactique et en particulier à la recherche du progéniteur de l'Anneau de la Licorne.

Dans le CHAPITRE 2, j'étudie le ciel à basse latitude du catalogue 2MASS et mets en évidence une importante surdensité stellaire sous le disque Galactique en direction de *Canis Major*.

Le CHAPITRE 3 décrit les études spectroscopiques que j'ai effectuées au centre de cette

surdensité et je montre le comportement atypique de ses étoiles par rapport à celui qui est attendu pour des étoiles du disque Galactique.

Le CHAPITRE 4 est dédié à la discussion sur l'origine de la surdensité. Est-elle due au gauchissement Galactique, à un bras spiral ou s'agit-il des restes d'une accrétion dans le plan Galactique ? Les observations, bien que ne permettant pas une conclusion définitive, semblent privilégier cette dernière hypothèse.

Enfin, je présente dans le CHAPITRE 5 trois nouvelles détections de l'Anneau de la Licorne qui montrent que cette structure est sans doute produite par les courants de marée successifs d'une accrétion.

...*au halo de la galaxie d'Andromède.* Dans la deuxième partie, j'utilise un grand relevé obtenu avec la caméra grand champ MegaCam et qui cible les régions extérieures de la galaxie d'Andromède pour contraindre le nombre de traînées de marée et de galaxie naines faiblement lumineuses qui y résident.

Le relevé est décrit dans le CHAPITRE 6.

Le CHAPITRE 7 présente les traînées de marée contenues dans le relevé. En particulier, je délimite le courant géant du halo de M31, et décrit deux nouveaux courants jusqu'ici inconnus.

Dans le CHAPITRE 8, je décris quatre nouveaux satellites de la galaxie d'Andromède : les trois galaxies naines les moins lumineuses de M31 et l'amas globulaire situé le plus loin dans son halo.

Enfin, je résume l'ensemble de mon travail dans le CHAPITRE 9 et propose une réflexion sur les pistes de recherche qu'ouvrent ces découvertes.

Première partie

Une surdensité stellaire dans *Canis Major* : Morphologie, populations stellaires et vitesses radiales
Chapitre 2

Une surdensité stellaire dans *Canis Major*

It is something like a makeshift raft, random pieces thrown together, but it is anchored, unmoving. He knows that it is no accident, that it has been put in his path for a reason.

All tomorrow's parties, William Gibson

IL EST MAINTENANT généralement admis que les galaxies se forment hiérarchiquement par l'absorption de halos de matière noire (White, 1978; White & Frenk, 1991). La présence de tels phénomènes est trahie par l'accrétion des galaxies naines dont les étoiles jouent un rôle important dans la formation du halo stellaire (Bullock & Johnston, 2005) et peut-être même dans la formation d'une partie du disque des galaxies (Abadi et al., 2003b). Dans notre Galaxie, ces phénomènes sont surtout illustrés par la galaxie naine du Sagittaire qui, étant proche de la Voie Lactée, en subit les fortes interactions gravitationelles et abandonne sur son orbite polaire des étoiles géantes rouges (Ibata et al., 2002a; Majewski et al., 2003), des étoiles carbonées (Ibata et al., 2001a), des étoiles *RR Lyrae* (Vivas et al., 2001) et des amas globulaires (Bellazzini, Ferraro & Ibata, 2003) qui peuplent le halo Galactique (voir § 1.2.1.1).

Si la traînée produite par l'accrétion de la galaxie du Sagittaire est la preuve la plus évidente que notre Galaxie est en train d'absorber ses satellites, l'Anneau de la Licorne découvert par Newberg et al. (2002) semble indiquer qu'une autre galaxie naine est en train de se mélanger à la Voie Lactée. L'hypothèse la plus communément admise pour expliquer cette structure est en effet qu'elle est produite par les traînées de marée de l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan Galactique (voir § 1.2.1.2). En revanche, l'âge de ces traînées est difficile à quantifier : s'agit-il d'une accrétion ancienne dont le progéniteur s'est depuis mélangé avec les étoiles de la Voie Lactée ou ce progéniteur est-il encore lié et se cache-t-il à basse latitude derrière la poussière et les nombreuses étoiles du disque Galactique (Helmi et al., 2003)?

Ce chapitre décrit la recherche de ce progéniteur dans les régions proches du plan Galactiques à partir du catalogue infra-rouge proche 2MASS qui couvre l'ensemble du ciel. Le catalogue et les échantillons que j'en extrais sont présentés § 2.1. L'analyse du ciel à basse latitude révèle des asymétries (§ 2.2) et en particulier une importante surdensité stellaire en direction de *Canis Major* que j'étudie plus en détails § 2.3.

2.1 Le catalogue 2MASS

Ces dernières années, la publication de plusieurs catalogues qui couvrent une grande partie du ciel, voire sa totalité, a joué un rôle très important dans la compréhension de la structure Galactique (voir par exemple López-Corredoira et al. 2002 ou Jurić et al. 2006) ou la mise en évidence de structures stellaires dans et autour de la Voie Lactée (voir chapitre 1). Parmi les principaux catalogues en accès libre – 2MASS, DENIS, SDSS, USNO-B – c'est le 2 *Micron All Sky Survey* (2MASS, Skrutskie et al. 2006) que j'étudie ici pour la recherche de structures à basse latitude. Il présente trois avantages majeurs :

- contrairement aux catalogues SDSS et DENIS, 2MASS couvre l'ensemble du ciel, ce qui représente \sim 470 millions de sources ponctuelles ;
- 2MASS est un catalogue homogène sur tout le ciel puisque toutes les observations ont été effectuées avec le même instrument, à l'opposé de l'USNO-B qui a été obtenu en digitalisant des plaques photographiques issues de plusieurs relevés d'origine différente;
- le catalogue 2MASS a été observé dans l'infrarouge proche dans les bandes J, H et K_s respectivement centrées autour de 1.25, 1.65 et 2.17 μ m, où les effets de l'extinction due aux poussières sont moins importants que dans le visible. Or, à basse latitude, cette extinction est particulièrement importante.

Afin de ne conserver que les étoiles du catalogue, seuls sont conservés les objets possédant le profil d'une source unique (c'est-à-dire dont l'indicateur de pofil de la source est fixé à bl_flg=111) et non contaminée (cc_flg=000) dans les trois bandes obervées, non étendue (gal_contam=0) et qui ne correspondent pas à des comètes ou des astéroïdes (mp_flg=0). Ne sont aussi conservés que les objets pour lesquels $K_s < 14.3$, c'est-à-dire au-delà de la limite de photométrie qui correspond à un rapport signal-sur-bruit supérieur à 10.

2.1.1 Extinction

À mesure que l'on s'approche du plan Galactique, les poussières présentes dans le milieu interstellaire deviennent de plus en plus importantes et le rougissement qu'elles produisent devient donc problématique. Il est néanmoins possible de corriger cet effet tant qu'il n'est pas trop fort. En pratique, les magnitudes 2MASS sont dérougies en utilisant l'algorithme de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) qui détermine les valeurs de $E(B - V)_{Sch}$ à partir des cartes IRAS à 100 μ m. Cependant, plusieurs études ont montré que ces valeurs semblent surestimées quand l'extinction devient importante (voir par exemple Bonifacio, Monai & Beers 2000, Cambrésy, Jarrett & Beichman 2005). Les valeurs d'extinction E(B - V) que j'utilise sont donc obtenues en appliquant la correction asymptotique de Bonifacio, Monai & Beers (2000) :

$$E(B-V) = \begin{cases} E(B-V)_{\rm Sch} & \text{si} \quad E(B-V)_{\rm Sch} \le 0.1\\ 0.65 \cdot (E(B-V)_{\rm Sch} - 0.1) + 0.1 & \text{si} \quad E(B-V)_{\rm Sch} > 0.1 \end{cases}$$
(2.1)

Malgré cette modification des cartes de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998), les régions où l'extinction est importante sont difficiles à corriger. C'est pourquoi, sauf indication contraire, toutes les parties du ciel où E(B - V) > 0.55 ne sont pas étudiées. Elles apparaissent en noir sur la carte du ciel de l'extinction, Figure 2.1. De plus, quand une comparaison des hémisphères nord et sud est effectuée, pour que les deux hémisphères aient la même complétude et que la comparaison ait un sens, les régions pour lesquelles E(B - V) > 0.55 et leur symétrique de l'autre côté du plan Galactique ne sont pas prises en compte.



FIG. 2.1 - Carte de l'extinction Galactique E(B - V), d'après Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) et en appliquant la correction asymptotique de Bonifacio et al. (2000). Les régions où l'extinction devient trop importante (E(B - V) > 0.55, contours rouges) ne sont pas prises en compte dans cette étude.

Chaque magnitude 2MASS est ensuite corrigée de cette extinction E(B - V) et les magnitudes dérougies J_0 , H_0 et $K_{s,0}$ sont définies par (Majewski et al., 2003) :

$$J_{0} = J - 0.82 \cdot E(B - V)$$

$$H_{0} = H - 0.48 \cdot E(B - V)$$

$$K_{s,0} = K_{s} - 0.28 \cdot E(B - V)$$
(2.2)

Appliquer cette correction quelle que soit la distance d'une étoile revient à supposer que toute la poussière qui rougit les observations se trouve en avant-plan, juste au-delà du système solaire. C'est bien entendu faux et peut se révéler dangereux pour l'étude des étoiles situées à quelques centaines de parsecs du Soleil pour lesquelles les magnitudes dérougies sont alors sur-corrigées. Cependant, dans le cadre de cette thèse, seules les étoiles situées à au moins quelques kiloparsecs du Soleil sont étudiées en détails. La sur-correction de l'extinction est donc minime, comme le montre les CMD obtenus Figure 3.3 (p. 43) pour lesquels les étoiles du *Red Clump* sont bien alignées verticalement malgré la basse latitude des régions étudiées.

2.1.2 L'échantillon des étoiles de la branche des géantes rouges

L'étude des structures stellaires qui entourent la Voie Lactée nécessite de se restreindre à un échantillon d'étoiles pour lesquelles il est aisé de calculer une distance héliocentrique et qui, bien sûr, contient le moins de contaminants possible. Dans leur étude de la galaxie naine du Sagittaire, Majewski et al. (2003) ont montré que les géantes rouges de type M (les étoiles *Red Giant Branch* ou RGB) répondent à ces deux critères. Ces étoiles ont en effet l'avantage d'être relativement isolées dans la partie rouge du diagramme couleur-magnitude ($J - K_s, K_s$) comme le montre la Figure 2.2 où la branche des géantes rouges de la galaxie naine du Sagittaire ressort

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 2.2 - Diagramme couleur-magnitude 2MASS dans l'infrarouge proche pour une région de 4° × 4° centrée sur la galaxie naine du Sagittaire. Les limites des deux échantillons d'étoiles de la branche des géantes rouges (RGB) et du *Red Clump* (RC) sont indiquées en bleu. Dans la partie RGB, la branche du Sagittaire est très clairement visible, pour des magnitudes plus faible que les géantes rouges du disque.

clairement.

L'échantillon des géantes M que j'utilise suit les mêmes critères de sélection que Majewski et al. (2003) :

$$\begin{array}{rcl} 0.9 &< (J-K_s)_0 &< 1.3\\ 0.561(J-K_s)_0 + 0.22 &< (J-H)_0 &< 0.561(J-K_s)_0 + 0.36 \end{array} \tag{2.3}$$

Le moyen le plus simple de déterminer la distance héliocentrique de ces étoiles est d'utiliser la méthode de la parallaxe photométrique qui consiste à mesurer le décalage en magnitude entre une étoile cible et une population de référence dont la magnitude et la distance sont connues. Un simple calcul du module de distance permet ensuite de déduire la distance de l'étoile cible. Majewski et al. (2003) ont montré l'intérêt de cette technique pour la galaxie du Sagittaire dans 2MASS puisque les étoiles de sa branche des géantes sont alignées dans le CMD ($J - K_s, K_s$) (voir Figure 2.2). Des populations d'âge et/ou de métallicité différentes peuvent cependant induire des incertitudes non négligeables sur les distances calculées en modifiant la pente de la branche des géantes. En effet, appliquer la parallaxe photométrique du Sagittaire pour calculer la distance du LMC ou de l'amas globulaire ω Centauri sous-estime leur distance de $\sim 30\%$.

Pour éviter ces incertitudes et en anticipant sur la suite de ce chapitre, les distances sont déterminées en utilisant la branche des géantes de la surdensité de *Canis Major* pour déterminer la distance de toutes les étoiles de l'échantillon RGB puisqu'elle sont majoritairement utilisées pour étudier cette structure. Pour ce faire, il convient d'abord d'avoir une estimation la plus précise possible de la distance qui nous sépare de CMa, puis de déterminer la pente de sa branche des géantes. Nous verrons plus loin que la meilleure estimation de la

distance de CMa provient de la détermination de l'extrémité de sa branche des géantes rouges qui donne $D_{\text{CMa}} = 7.2 \pm 0.3 \text{ kpc}$ ($(m - M)_0 = 14.29 \pm 0.13$).

Un ajustement linéaire de la branche des géantes est ensuite effectué à partir des étoiles 2MASS de l'échantillon RGB dans la région de CMa ($230^{\circ} < \ell < 250^{\circ}$ et $-20^{\circ} < b < -5^{\circ}$), de manière similaire à l'ajustement effectué par Majewski et al. (2003) pour le Sagittaire. En se restreignant aux étoiles pour lesquelles $0.9 < (J - K_s)_0 < 1.1$, c'est-à-dire là où les étoiles sont les plus nombreuses, l'ajustement est fait en rejetant itérativement les objets qui se situent audelà de 2.5 fois la dispersion des étoiles autour du modèle linéaire. L'approximation linéaire de la branche des géantes est alors définie par :

$$K_{s,0} = -8.9 (J - K_s)_0 + 18.0 \tag{2.4}$$

avec des incertitudes de l'ordre de 0.1 sur les valeurs déterminées. La distance héliocentrique, D_{\odot} d'une étoile RGB de magnitudes J_0 et $K_{s,0}$ s'obtient donc par :

$$\Delta m' = K_{s,0} - (18.0 - 8.9 (J - K_s)_0)$$

$$D_{\odot} = 10^{(14.29 + \Delta m' + 5)/5} \text{ pc}$$
(2.5)

Les distances ainsi calculées sont en fait très proches de celles qui sont obtenues en appliquant directement la parallaxe photométrique obtenue par Majewski et al. (2003) pour la galaxie du Sagittaire ($\sim 1 \text{ kpc}$ de différence à 20 kpc). Elles ont néanmoins l'avantage d'être plus adaptées à l'étude de la surdensité de *Canis Major* et indiquent, comme nous le verrons plus tard, que les deux structures ont des métallicités assez proches.

2.1.3 L'échantillon des étoiles du Red Clump

López-Corredoira et al. (2002) ont déjà montré que les étoiles du *Red Clump* sont utiles pour l'analyse des structures Galactiques à partir de 2MASS. Comme on peut le voir plus loin Figure 2.6 dans le CMD ($J - K_s, K_s$), ces étoiles s'empilent verticalement dans la région $0.5 \leq (J - K_s)_0 \leq 0.7$. Contrairement aux étoiles RGB, des étoiles naines d'avant-plan contaminent cette région, surtout aux magnitudes les plus faibles (Bellazzini et al., 2006), mais pour une population donnée, les étoiles RC sont bien plus nombreuses que les étoiles RGB. Par exemple, pour la surdensité de *Canis Major* dont il est question plus loin, il y a presque 40 fois plus d'étoiles RC que d'étoiles RGB. Pour un âge et une métallicité donnés, les étoiles du Red Clump ont aussi l'avantage d'avoir une magnitude absolue qui ne dépend pas de la couleur, réduisant ainsi les incertitudes liées à l'ajustement de la branche des géantes rouges par une droite. Afin de ne pas inclure dans l'échantillon RC d'étoiles qui auraient commencé leur évolution sur la branche des géantes, je me limite aux étoiles ayant $0.5 < (J - K_s)_0 < 0.65$.

Comme précédemment, j'utilise les étoiles de la surdensité de CMa pour calibrer les distances de l'échantillon. La magnitude absolue de ces étoiles est de $M_{K,RC} = -1.5 \pm 0.2$ (Bellazzini et al., 2004). La distance héliocentrique D_{\odot} d'une étoile RC de magnitude $K_{s,0}$ est donc :

$$D_{\odot} = 10^{(K_{s,0} - M_{K,RC} + 5.0)/5.0} \,\mathrm{pc} \tag{2.6}$$

2.1.4 Coordonnées Galactiques

Pour une étoile des échantillons RGB ou RC donnée, le triplet (ℓ, b, D_{\odot}) est connu. Il est alors aisé de déterminer les coordonnées Galactocentriques (X, Y, Z) de cette étoile en connaissant la distance Galactocentrique du Soleil, R_{sun} :

$$X = D_{\odot} \cdot \cos(\ell) \cdot \cos(b) - R_{sun}$$

$$Y = D_{\odot} \cdot \sin(\ell) \cdot \cos(b)$$

$$Z = D_{\odot} \cdot \sin(b)$$
(2.7)

Tout au long de cette étude je prendrai $R_{sun} = 8.0$ kpc.

2.2 Des asymétries à basse latitude

Les échantillons RGB et RC permettent donc une représentation tri-dimensionnelle de la Voie Lactée et en particulier des zones à basse latitude. Le catalogue 2MASS ayant été observé dans l'infra-rouge proche, il est relativement peu sensible aux poussières du disque Galactique. La limite utilisée (E(B - V) < 0.55) permet donc d'étudier les zones à très basses latitude (jusqu'à $|b| \sim 5 - 10^\circ$ en fonction de la longitude).

La Figure 2.3 montre la répartition des étoiles RGB pour des intervalles de distance successifs, de $D_{\odot} = 4 \text{ kpc} à D_{\odot} = 14 \text{ kpc}$. Afin de comparer efficacement les deux hémisphères et faire ainsi ressortir les asymétries du disque, les régions du ciel dont le symétrique de l'autre côté du disque a une extinction trop forte ne sont pas représentées. Comme attendu, les régions de l'anticentre ($\ell \sim 180^{\circ}$) contiennent beaucoup moins d'objets que les régions les plus proches du centre Galactique (aux deux extrémités des cartes) où la ligne de visée intersecte une partie plus importante du disque. De même, plus on se rapproche du plan Galactique, plus le nombre d'objets augmente. En revanche, des asymétries sont déjà apparentes sur ces cartes et sont confirmées Figure 2.4 sur les cartes des différences de comptages nord/sud.

Apparaissent tout d'abord, deux surdensités symétriques par rapport à l'anticentre Galactique, autour de $\ell \sim 80^{\circ}$ dans l'hémisphère nord et autour de $\ell \sim 280^{\circ}$ dans l'hémisphère sud. Ces deux structures commencent à apparaître pour $D_{\odot} \gtrsim 6$ kpc et s'étendent tout au long du disque pour atteindre la carte la plus éloignée (panneaux bas des Figures 2.3 et 2.4) où elles sont le plus clairement visibles. Un tel comportement est typique des asymétries attendues par le gauchissement du disque Galactique. En effet, à partir des étoiles du *Red Clump* extraites d'une version préliminaire du catalogue 2MASS, López-Corredoira et al. (2002) ont montré que ce gauchissement est maximum dans le nord pour $80^{\circ} < \ell < 100^{\circ}$ et pour $\ell \sim 275^{\circ}$ dans le sud (voir leur Figure 15). Il est donc tout à fait vraisemblable que les principales asymétries visibles Figure 2.4 soient dues au gauchissement du disque d'autant que ces surdensités s'étendent sur quasiment tout le disque puisqu'elles apparaissent dans toutes les cartes de la Figure 2.4.

L'asymétrie dans l'hémisphère sud se prolonge en direction de l'anticentre pour $210^{\circ} \lesssim \ell \lesssim 250^{\circ}$. À cet endroit, elle devient plus étroite et n'est clairement visible que sur les cartes de distance comprise entre 6 et 10 kpc. Cette différence de comportement de la surdensité dans l'hémisphère sud du troisième quadrant Galactique est confirmée par l'étude des profils de densité des étoiles RGB dans ce quadrant (Figure 2.5). Pour les huit intervalles de longitude présentés, le profil dans le nord (points rouges) a une forme exponentielle, ce qui est attendu pour une population du disque Galactique. En revanche, le profil de l'hémisphère sud (points noirs) évolue d'un profil exponentiel pour les longitudes élevées (panneaux *g* et



FIG. 2.3 - Distribution des étoiles RGB pour des intervalles de distance héliocentrique de 2 kpc entre 4 et 14 kpc. Les régions où l'extinction est forte, E(B - V) > 0.55, et leur symétrique de l'autre côté du disque Galactique ne sont pas cartographiées. Le niveau de gris code le nombre d'étoiles contenues dans chaque pixel de 1° × 1°, un pixel noir correspondant à 15 étoiles RGB.



FIG. 2.4 - Comme le Figure 2.3 mais les niveaux de gris codent les surdensités d'étoiles RGB entre les hémisphères nord et sud (un pixel noir correspond à 10 étoiles RGB).



FIG. 2.5 - Évolution de la densité volumique d'étoiles RGB avec la distance héliocentrique pour des intervalles de 10° de longitude dans le troisième quadrant Galactique. Dans chaque panneau, les points rouges correspondent à la densité dans l'hémisphère nord, et les points noirs à la densité dans l'hémisphère sud. Les points bleus correspondent à la différence de densité entre le sud et le nord. Cette surdensité dans le sud a deux régimes : piqué et étroit pour $220^{\circ} < \ell < 250^{\circ}$ et étendu sur tout le disque pour $\ell > 260^{\circ}$. Ils correspondent respectivement à la surdensité de *Canis Major* et au gauchissement du disque Galactique.

h) vers un profil exponentiel avec un coude qui est clairement visible aux alentours de 6 kpc dans les panneaux *b*, *c*, *d*, *e* et *f*. La soustraction des deux profils (points bleus) montre bien deux surdensités différentes et le passage d'un profil étendu sur tout le disque Galactique pour $\ell > 260^\circ$ vers une surdensité piquée, étroite et centrée autour de $D_{\odot} \sim 6 - 7$ kpc. Si la surdensité à hautes longitudes qui est présente sur toute l'étendue du disque correspond au comportement attendu pour un gauchissement Galactique lisse, la surdensité présente dans l'intervalle $200^\circ < \ell < 260^\circ$ est plutôt inattendue et son étude fait l'objet de la suite de ce chapitre. Par la suite, elle sera appelée surdensité de *Canis Major* ou CMa.

2.3 La surdensité de *Canis Major*

Avant de comparer la surdensité avec les modèles actuels du disque galactique et de son gauchissement (ce qui sera fait dans le chapitre 4), il est nécessaire de caractériser la surdensité de *Canis Major* en détails ; en particulier déterminer sa distance, les populations stellaires qui la compose et sa morphologie.

2.3.1 Distance à Canis Major

Si les cartes montrent que la surdensité de CMa se situe entre ~ 6 et 10 kpc, il est impératif d'estimer précisément sa distance pour calibrer la méthode de la parallaxe photométrique présentée § 2.1.2. Un des moyens les plus robustes pour calculer une distance est de déterminer l'extrémité de la branche des géantes de la population (*Tip of the Red Giant Branch,* TRGB). Déterminée dans la magnitude *I*, sa position dépend en effet très peu de la métallicité, ce qui est parfaitement adapté au cas de CMa dont la métallicité est très incertaine.

Il est donc nécessaire d'avoir la magnitude *I* des étoiles RGB de CMa. Pour ce faire, je fais l'identification croisée de l'échantillon RGB issu de 2MASS avec le catalogue DENIS (Epchtein et al., 1999)¹ dans la région de CMa. Pour $230^{\circ} < \ell < 250^{\circ}$ et $-20^{\circ} < b < -5^{\circ}$, 3628 des 6480 étoiles RGB de 2MASS ont leur pendant dans DENIS et possèdent donc une magnitude *I*. L'application de l'algorithme de McConnachie et al. (2004a) permet de déterminer que le TRGB de CMa se trouve à la magnitude apparente $i_0 = 10.30 \pm 0.03$. Bellazzini, Ferraro & Pancino (2001) donne une magnitude absolue de $M_I = -3.98 \pm 0.10$ pour le TRGB en utilisant la métallicité de [Fe/H] = -0.9 déterminée dans le chapitre 3. Les incertitudes sur cette valeur ont ici été doublées par rapport à McConnachie et al. (2004a) pour tenir compte de l'incertitude de la métallicité de CMa. Il en résulte que CMa a un module de distance $(i - M_I)_0 = 14.28 \pm 0.13$, c'est-à-dire une distance de 7.2 \pm 0.3 kpc. Avec son centre en $(\ell, b) \sim (240^{\circ}, -7^{\circ})$ (voir plusbas), CMa se trouve donc à une distance Galactocentrique de $D_{GC} = 13.2 \pm 0.3$ kpc. Cela place la surdensité au bord du disque Galactique qui a un rayon de ~ 15 kpc (Ruphy et al., 1996).

2.3.2 Populations stellaires

La comparaison du diagramme couleur-magnitude de la région centrale de la surdensité $(240^{\circ} < \ell < 245^{\circ} \text{ et } -15^{\circ} < b < -5^{\circ})$ avec son symétrique de l'autre côté du disque Galactique $(240^{\circ} < \ell < 245^{\circ} \text{ et } 5^{\circ} < b < 15^{\circ})$ montre clairement l'existence d'une population stellaire superposée au disque Galactique (Figure 2.6). La branche des géantes de CMa qui a permis sa

¹Le catalogue DENIS contient 190 millions de source dans la région du ciel comprises dans l'intervalle $-90^{\circ} < \delta < +2^{\circ}$ région du ciel, jusqu'à une magnitude de I = 18.5.



FIG. 2.6 - Diagrammes couleur-magnitude 2MASS de la région centrale de CMa (à gauche, $240^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$ et $-15^{\circ} < b < -5^{\circ}$) et de son symétrique au-dessus du disque Galactique (au centre, $240^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$ et $5^{\circ} < b < 15^{\circ}$). La région de CMa présente deux caractéristiques absentes du champ de référence : la branche des géantes entre $(J - K_s, K_s)_0 = (0.7, 11.5)$ et $(J - K_s, K_s)_0 = (1.2, 8.0)$ et qui a permis la détection de la surdensité ; et un *Red Clump* important dans la région $0.5 < (J - K_s)_0 < 0.7$ et $12.0 < K_{s,0} < 13.5$. Ceci est confirmé par le diagramme de Hess de la soustraction des deux champs (à droite). La branche des géantes de CMa est prolongée par le *Red Clump* à plus faible magnitude. Un *Blue Plume* est par ailleurs visible dans la partie inférieure gauche du diagramme ($(J - K_s)_0 < 0.5$ et $K_{s,0} < 12$).

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 2.7 - Diagramme couleur-magnitude du champ WFI en direction de $(\ell, b) = (244.2^\circ, -8.2^\circ)$ (à gauche) et du modèle de Besançon pour la même région du ciel (à droite). Le CMD du modèle de Besançon a été corrigé de la complétude et normalisé de sorte que les comptages dans la boîte noire, superposée au CMD observé, soient identiques. La séquence principale de CMa est visible entre $(B - V, V) \sim (1.0, 21.5)$ et $(B - V, V) \sim (0.5, 18.0)$ et est prolongée par un *Blue Plume*. Ces deux structures sont absentes du modèle de Besançon. *Figure extraite de Bellazzini et al.* (2004).

détection sur les cartes des Figures 2.3 et 2.4 se prolonge en effet à plus faible magnitude par un *Red Clump*, visible pour $0.5 < (J - K_s)_0 < 0.7$ et $12.0 < K_{s,0} < 13.5$. Par ailleurs, un *Blue Plume* est aussi présent dans cette région pour $(J - K_s)_0 \lesssim 0.5$ et $K_{s,0} > 12.0$. L'absence de séparation claire entre la branche des géantes de CMa et celle du disque indique que la surdensité se trouve à l'intérieur ou au bord du disque, comme vu précédemment. De plus, l'étroitesse de la branche des géantes, du *Red Clump* et du *Blue Plume* de CMa par rapport aux populations du disque montrent bien que cette structure est étroite et non pas étendue sur tout le disque.

Afin de mieux caractériser les étoiles de la surdensité, il est nécessaire de se tourner vers des observations plus profondes. Dans Bellazzini et al. (2004), nous avons donc utilisé un champ des archives de l'ESO – obtenu par la caméra grand champ WFI montée sur le télescope de 2.2 m situé à La Silla – centré sur $(l, b) = (244.2^\circ, -8.2^\circ)^2$. Ce champ a été observé avec les filtres *B* et *V* et permet d'obtenir un diagramme couleur-magnitude bien plus profond que celui produit à partir du catalogue 2MASS.

Le CMD obtenu est présenté Figure 2.7, en parallèle avec le CMD produit par le modèle de synthèse de populations stellaires de Besançon (Robin et al., 2003), utilisé comme référence. Le CMD du modèle est corrigé pour avoir la même complétude que les observations et normalisé par rapport aux observations. La comparaison des deux diagrammes montre deux traits caractéristiques de CMa : tout d'abord, le *Blue Plume* qui était déjà présent dans le diagramme de Hess produit par les données 2MASS, est ici directement visible entre (B - V, V) = (0.4, 18.0) et (B - V, V) = (0.0, 16.0); une séquence principale importante est aussi présente dans CMa, entre (B - V, V) = (1.0, 21.5) et (B - V, V) = (0.5, 18.0). Aucune de ces deux caractéristiques n'est présente dans le modèle de Besançon, amenant à la conclusion qu'il s'agit bien là de la

²projet 170.A-0789(A)



Chapitre 2 – Une surdensité stellaire dans Canis Major

FIG. 2.8 - Distribution des surdensités d'étoiles RGB dans l'hémisphère sud pour le troisième quadrant Galactique et pour les tranches de latitude $5^{\circ} < |b| < 10^{\circ}$ (à gauche) et $10^{\circ} < |b| < 15^{\circ}$ (à droite). Les comptages sont projetés sur le plan Galactique. Le Soleil se situe en X = -8 kpc et Y = 0 kpc, les cercles blancs en tirets indiquent les distances héliocentriques de 6 et 15 kpc et les lignes en pointillés indiquent les lignes de visées de plusieurs longitudes Galactiques. La surdensité de CMa est visible, légèrement au-delà du cercle à 6 kpc, en direction de $\ell = 240^{\circ}$ et reste la seule surdensité importante quand on s'éloigne du plan Galactique (à droite).

signature de la surdensité d'étoiles de *Canis Major* et non pas d'un comportement attendu du disque.

L'existence d'une séquence principale bien définie permet en outre de déterminer la distance et l'âge de la structure par ajustement d'isochrones. De manière totalement indépendante de la distance de 7.2 \pm 0.3 kpc trouvée plus haut, cet ajustement d'isochrones produit une distance héliocentrique de 8.0 \pm 1.2 kpc, parfaitement compatible avec la mesure précédente. La séquence principale correspond à une population d'âge intermédiaire à ancien, compris entre 4 et 10 milliards d'années, et plutôt riche en métaux ([m/H] ~ -0.5). Les étoiles du *Blue Plume* sont quant à elles bien plus jeunes avec un âge inférieur à 1 à 2 milliards d'années.

Ces résultats ont été confirmés par Martínez-Delgado et al. (2005) à partir d'observations un peu plus profondes obtenues avec le même instrument, au centre de la surdensité, en $(\ell, b) = (240^\circ, -8^\circ)$. Ils déduisent une distance de 7.9 ± 0.3 kpc, là encore pour une population plutôt riche en métaux (Z = 0.01) et d'âge intermédiaire.

2.3.3 Morphologie

La Figure 2.8 montre les différences de comptages d'étoiles RGB entre les deux hémisphères Galactiques et dans le troisième quadrant, pour deux intervalles de latitude (5° < $|b| < 10^{\circ}$ et 10° < $|b| < 15^{\circ}$). Dans le cas le plus proche du disque, on remarque à nouveau les deux structures citées plus haut : la première, vraisemblablement due au gauchissement Galactique, s'étend sur tout le disque pour 270° < $\ell < 300^{\circ}$ à partir de seulement 1 – 2 kpc du Soleil ; et CMa qui apparaît seulement pour $D_{\odot} \gtrsim 5$ kpc. La séparation qui semble exister entre ces deux structures à $\ell \sim 270^{\circ}$ est malheureusement entièrement artificielle et due à un panache



FIG. 2.9 - Profil de la surdensité de CMa en latitude Galactique (en bas), les comptages de l'hémisphère nord sont soustraits à ceux de l'hémisphère sud où se trouve CMa. Pour chaque bande de 1°, les comptages sont divisés par la surface qui a une extinction supérieure à E(B - V) (en haut) pour compenser les régions qui ne sont pas prises en compte. De plus, pour que le profil soit le moins contaminé possible, il est restreint à la région délimitée par $235^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$ et $5 < D_{\odot} < 9$ kpc où CMa est la plus dense. La région en-deçà de $|b| = 4^{\circ}$ est trop dominée par l'extinction pour produire des comptages valides et n'est donc pas utilisée pour l'ajustement gaussien du profil (ligne rouge), centré autour de -6.7° avec une dispersion de 4.1° .

de poussières qui s'étend jusqu'à $b = -10^{\circ}$ et empêche les comptages d'étoiles. La deuxième carte, pour les différences de comptages dans l'intervalle $10^{\circ} < |b| < 15^{\circ}$ ne montre plus qu'une seule densité : CMa. De forme grossièrement elliptique, elle s'étend entre $\sim 210^{\circ}$ et $\sim 270^{\circ}$ de longitude, à un peu plus de 5 kpc du Soleil, en parfait accord avec les profils de densité de la Figure 2.5. La comparaison des deux cartes montre par ailleurs que si CMa est plus dense à basse latitude, elle s'étend en-deçà de $b = -10^{\circ}$. De plus, les deux structures étant présentes dans la carte de gauche juste au-delà du cercle à 6 kpc cela signifie que CMa atteint une distance au plan Galactique |Z| plus grande que la structure à plus grande longitude.

En fait, le profil en latitude Galactique de CMa, obtenu à partir des étoiles RGB dans la région $230^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$ où l'extinction reste près du plan Galactique et pour $5 < D_{\odot} < 9$ kpc, montre que la surdensité s'étend jusque $b \sim -15^{\circ}$ (Figure 2.9, en bas). Le comportement de CMa plus près du plan Galactique reste néanmoins difficile à contraindre du fait de l'augmentation importante de l'extinction pour $|b| < 5^{\circ}$. Pour chaque bande de 1° de latitude, les comptages, obtenus dans les régions où E(B - V) < 0.55, sont normalisés pour tenir compte des zones où l'extinction dépasse cette limite. Cette normalisation n'est effectuée que si au moins la moitié de la bande de 1° de latitude peut être utilisée, ce qui correspond à $|b| > 4^{\circ}$ (voir Figure 2.9, en haut). L'histogramme ainsi obtenu pour $|b| > 4^{\circ}$ montre un pic vers $|b| \sim 7^{\circ}$ (c'est-à-dire une surdensité maximale vers $b \sim -7^{\circ}$) et peut-être une diminution en dessous de cette valeur. Les incertitudes sur les comptages dus à la correction de l'extinction pourraient néanmoins en être en partie responsables. En ajustant un modèle gaussien, il apparaît que la surdensité est centrée autour de $b = -6.7^{\circ}$ avec une dispersion de 4.1°. Les incertitudes sur ces

valeurs sont difficiles à évaluer car une partie non négligeable de la gaussienne ajustée s'étend dans la zone où l'extinction empêche des comptages fiables.

La détermination du centre de CMa en longitude Galactique est rendue délicate par le mélange progressif de cette structure avec l'asymétrie due au gauchissement et les variations importantes de l'extinction avec la longitude. Il apparaît néanmoins Figure 2.8 que CMa est centrée autour de $\ell \sim 240^{\circ}$. À partir de la distribution des étoiles RGB dans 2MASS, Rocha-Pinto et al. (2006) ont aussi montré la présence d'une importante surdensité dans l'hémisphère sud pour la région $200^{\circ} \lesssim \ell \lesssim 300^{\circ}$ et l'intervalle de distance $6 \text{ kpc} < D_{\odot} < 20 \text{ kpc}$ mais ils notent que cette structure stellaire est centrée sur $(\ell, b) \sim (290 \pm 10^{\circ}, -4 \pm 2^{\circ})$ et non pas en direction de Canis Major. Or, si la Figure 2.5 montre bien une densité plus importante d'étoiles dans le sud pour cette région (panneau *h*), le profil ne montre aucune structure bien définie sur la ligne de visée, contrairement aux profils obtenus en direction de CMa. Pour extraire cette structure des données 2MASS, Rocha-Pinto et al. (2006) ont soustrait un modèle symétrique de la Voie Lactée qui ne tient pas compte de la présence d'un gauchissement Galactique à ces longitudes (voir par exemple López-Corredoira et al. 2002; Vig, Gosh & Ojha 2005). De plus, ils somment tous les comptages obtenus dans l'intervalle $6 \text{ kpc} < D_{\odot} < 20 \text{ kpc}$, c'est-àdire sur toute l'étendue du disque à ces longitudes. Une légère sous-estimation de la densité du disque (par exemple en ne tenant pas compte du gauchissement Galactique) produit donc très rapidement une importante surdensité. Enfin, en direction de $(\ell, b) = (274^\circ, -8^\circ)$ où les cartes de Rocha-Pinto et al. (2006) montrent une surdensité plus importante que vers CMa, nous avons montré que les CMD ne montrent ni le *Blue Plume* ni le *Red Clump* qui apparaissent vers $(\ell, b) = (243^\circ, -8^\circ)$ (Bellazzini et al. 2004, Figure 14). Il semble donc que la seule surdensité stellaire qui ne soit pas due au gauchissement Galactique soit maximale vers $(\ell, b) \sim (240^\circ, -7^\circ)$

Enfin, les profils de surdensité de CMa, en bleu Figure 2.5, montrent que c'est une structure relativement étroite le long de la ligne de visée. Un ajustement gaussien du profil de la surdensité dans les régions où elle est bien définie (panneaux c, d et e) donne une dispersion moyenne $\sigma_{los} = 1.6 \pm 0.1$ kpc (où l'incertitude représente la dispersion des valeurs ajustées sur les différents profils). Cette mesure ne tient cependant pas compte de la dispersion intrinsèque de la branche des géantes de CMa. Majewski et al. (2003) estiment que cette dispersion est de l'ordre de $\sigma_{\text{scat}} = 0.2 \cdot D_{\odot}$ pour les géantes M du Sagittaire. Celles de CMa étant plus brillantes leur magnitude est mieux définie et cette valeur est sans doute trop élevée pour CMa. Une valeur de l'ordre de $\sigma_{\rm scat}=0.15\cdot D_\odot$ semble plus appropriée. Dans ce cas et avec $\sigma_{\rm los} = \sqrt{\sigma_{\rm scat}^2 + \sigma_{\rm CMa'}^2}$ la dispersion intrinsèque de CMa est $\sigma_{\rm CMa} = 1.2 \pm 0.1$ kpc. Cette mesure correspond en fait à la largeur physique maximale que peut prendre CMa dans le cas idéal où la surdensité est perpendiculaire à la ligne de visée et à distance constante. En effet, la largeur des régions utilisées pour calculer $\sigma_{\rm los}$ (~ 100 degrés-carrés) implique qu'une part de cette valeur vient de l'orientation géométrique de CMa qui, au regard de la Figure 2.8, semble s'éloigner légèrement du Soleil quant la longitude augmente. La valeur de dispersion trouvée doit donc être une légère surestimation de la largeur physique de la structure.

Pour leur champ, bien plus petit $(0.5^{\circ} \times 0.5^{\circ})$ et situé près du centre de CMa en $(\ell, b) = (240^{\circ}, -8^{\circ})$, Martínez-Delgado et al. (2005) ont utilisé la séquence principale de CMa, bien plus peuplée que sa branche des géantes, pour déterminer une largeur de $\sigma_{CMa} = 0.80 \pm 0.15$ kpc le long de la ligne de visée. Leur valeur est sans doute plus proche de la largeur réelle de CMa mais reste en bon accord avec la valeur maximale déterminée grâce à l'échantillon RGB.

Nous avons aussi confirmé les caractéristiques de CMa, dérivées ici de l'étude de l'échantillon RGB, en étudiant l'échantillon des étoiles du *Red Clump* dans Bellazzini et al. (2006). Celles-ci ont l'avantage d'être beaucoup plus nombreuses que les étoiles RGB, mais



 $\rho(S) - 1.2\rho(N)$

FIG. 2.10 - Carte des surdensités dans l'échantillon des étoiles du *Red Clump*. Le Soleil se trouve au centre de la Figure, les lignes en pointillés représentent les lignes de visée suivant différentes longitudes Galactiques, les cercles en tirets des distances héliocentriques de 12 et 20 kpc. Le centre Galactique est représenté par la croix en (X, Y) = (8 kpc, 0 kpc) et le cercle plein représente une distance Galactocentrique de 13 kpc. Les comptages dans l'hémisphère nord (multiplié par 1.2 pour tenir compte du gauchissement Galactique) ont été soustraits de ceux de l'hémisphère sud et montrent une surdensité importante centrée vers $l \sim 240^\circ$, très similaire à celle trouvée dans la Figure 2.8 (à gauche). *Figure extraite de Bellazzini et al.* (2006).

elles sont aussi bien plus contaminées par les naines de l'avant-plan. Nous avons cependant pu les utiliser pour séparer CMa et la composante de l'échantillon due au gauchissement Galactique et montrer que la structure de *Canis Major* est centrée en $(\ell, b) = (244 \pm 2^{\circ}, -6 \pm 1^{\circ})$, à une distance de 7.2 ± 1.0 kpc et avec une épaisseur de $\sigma_{los} \sim 1.7$ kpc (cette valeur ne tient pas compte de la dispersion intrinsèque des étoiles RC en magnitude et est comparable aux 1.6 ± 0.1 kpc obtenus pour les étoiles RGB avant correction). La carte de CMa obtenue pour cet échantillon est présentée Figure 2.10 et montre un comportement très similaire à celui des étoiles RGB.

2.4 Conclusions

À partir de l'échantillon des étoiles de la branche des géantes rouges contenues dans le catalogue 2MASS, j'ai mis en évidence une asymétrie importante et inattendue sous le disque Galactique, en direction de la constellation de *Canis Major*, vers $(\ell, b) \sim (240^\circ, -7^\circ)$. Située à une distance héliocentrique de 7.2 ± 0.3 kpc, cette structure stellaire étroite (avec une dispersion de 1.2 ± 0.1 kpc) a une forme grossièrement elliptique et semble être plus éloignée du plan Galactique que les surdensités attendues par le gauchissement Galactique. Les diagrammes couleur-magnitude obtenus en son centre avec 2MASS ou avec des observations grand champ de la caméra WFI montrent que CMa contient une branche des géantes, un *Red Clump* et une séquence principale importants, indicatifs d'une population riche en métaux ([m/H] ~ -0.5) et d'âge intermédiaire à ancien (4 à 10 milliards d'années). Un *Blue Plume* est aussi présent, correspondant à une population plus jeune (1 à 2 milliards d'années).

La nature de cette structure est difficile à déterminer à partir des seules données photométriques et plusieurs scénarios ont été proposés pour l'expliquer (bras spiral, gauchissement du disque Galactique jusqu'ici mal modélisé à basse latitude, accrétion d'une galaxie). Avant de les discuter dans le chapitre 4, je vais présenter les données spectroscopiques que j'ai obtenues au centre de la structure lors de plusieurs campagnes d'observations. À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

Chapitre 3

Étude spectroscopique de la surdensité de *Canis Major*

LA DÉCOUVERTE DE la surdensité de *Canis Major* pose bien entendu la question de son origine et la détermination de la vitesse radiale de ses étoiles est indispensable pour en apprendre plus sur leur orbite. Momany et al. (2004) ont montré que les étoiles de la surdensité suivent une orbite prograde autour de la Galaxie — c'est-à-dire que ses étoiles orbitent dans le même sens que le disque — à partir des mouvements propres des étoiles RGB de CMa dans le catalogue UCAC2.0. Les incertitudes sur leurs mesures de mouvements propres sont malheureusement trop importantes pour trancher en faveur d'une des trois théories pour expliquer CMa : un effet du gauchissement Galactique, un bras spiral resté jusqu'à présent inaperçu derrière la poussière du plan Galactique ou la mise en évidence d'une galaxie naine qui est en train d'être accrétée par la Voie Lactée.

C'est pourquoi j'ai entrepris plusieurs études spectroscopiques des étoiles de CMa. La détermination des vitesses radiales des étoiles de la surdensité permet en effet de comparer leur position dans l'espace des phases avec celle des étoiles du disque Galactique mais aussi d'isoler les étoiles de CMa et donc de calculer son mouvement propre de façon plus précise que Momany et al. (2004). Enfin, l'obtention de spectres haute résolution avec un bon rapport signal-sur-bruit permet de déterminer la métallicité des étoiles de la structure avec plus de précision que les ajustements d'isochrones sur les CMD, même profonds.

Trois jeux de données ont été utilisés dans ce chapitre. Le plus important contient près de 2000 spectres basse résolution d'étoiles RC et RGB de CMa, observés avec le spectrographe multi-objet 2-degree Field de l'Anglo-Australian Telescope (AAT/2dF). Le deuxième est composé de ~ 1000 spectres haute résolution observés par FLAMES sur le Very Large Telescope. Les cibles sont les étoiles du *Red Clump* de la surdensité de *Canis Major*. Enfin, le spectrographe AAO-MEGA, remplaçant du 2dF sur l'AAT a été utilisé lors de sa mise service pour observer ~ 800 étoiles RC au centre de CMa. Les données sont décrites § 3.1, comparées § 3.2 et interprétées § 3.3.

3.1 Observations et réduction

L'ensemble des champs observés par les trois spectrographes multi-objets est représenté Figure 3.1 et ils se trouvent tous dans la région centrale de CMa. Ils ont été choisis pour se

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 3.1 - Carte des champs observés dans la région de CMa. Les champs 2dF apparaissent en rose, le champ AAOMEGA en rouge et les champs FLAMES en bleu (les deux champs FLAMES qui ont aussi été observés dans la région du doublet du sodium contiennent un point bleu). Les champs sont à l'échelle et se superposent dans la région centrale de CMa.

superposer et permettre une comparaison de la qualité des différentes observations.

3.1.1 L'échantillon 2dF

3.1.1.1 Observations

Six champs ont été observés dans la région centrale de Canis Major avec le spectrographe multi-objet 2dF qui permet de cibler 400 étoiles à chaque pose. Ils ont été choisis à longitude constante ($\ell = 240.0^{\circ}$) et séparés de 2 degrés en latitude afin de maximiser la surface couverte : $b = -4.8^{\circ}$, $b = -6.8^{\circ}$, $b = -8.8^{\circ}$ et $b = -10.8^{\circ}$. Deux autres champs, centrés sur $(\ell, b) = (232.5^\circ, -8.8^\circ)$ et $(\ell, b) = (247.5^\circ, -8.8^\circ)$ ont aussi été observés. Dans tous les cas, les cibles prioritaires sont les étoiles RGB telles qu'elles ont été définies § 2.1.2. En effet, même si ces étoiles sont assez peu nombreuses sur un seul champ (~ 10 par degré-carré, c'est-à-dire \sim 30 étoiles par champ 2dF), elles ont l'avantage d'être très peu contaminées par les populations d'avant-plan. Afin de restreindre encore plus cette contamination, seules les étoiles RGB situées à une distance héliocentrique de 4 à 20 kpc sont retenues. Comme le spectrographe permet d'observer jusqu'à 400 objets au même instant, les fibres non attribuées à des étoiles RGB (ou à des observations du ciel) sont positionnées sur des étoiles du Red Clump (voir § 2.1.3) qui sont \sim 40 fois plus nombreuses que les étoiles RGB. Les cibles sont choisies dans l'intervalle de distance $5 \text{ kpc} < D_{\odot} < 8 \text{ kpc}$, qui correspond à la région centrale de CMa. Pour avoir au moins un échantillon représentatif de ces étoiles RC, le champ situé à $(\ell, b) = (240.0^{\circ}, -8.8^{\circ})$ a été observé trois fois avec des cibles différentes. Enfin, le symétrique de ce dernier champ par rapport au plan Galactique a aussi été observé pour servir de référence. Comme en $(\ell, b) = (240.0^{\circ}, +8.8^{\circ})$, beaucoup moins d'objets sont présents (c'est cette différence du nombre d'objets qui a permis la mise en évidence de CMa), une seule observation suffit pour obtenir un échantillon quasiment complet.



FIG. 3.2 - Carte des étoiles cibles RGB dans la région de CMa (à gauche) et dans le champ de référence (à droite). Toutes les étoiles RGB de la région sont représentées par des points et les cibles cerclées en bleu. Les contours d'extinction pour E(B - V) = 0.1, 0.25 et 0.55 sont représentées en rouge. Les étoiles RCB suivent la même distribution que les étoiles cibles RGB mais n'ont pas été ajoutées pour ne pas alourdir la figure.



FIG. 3.3 - Diagrammes couleur-magnitude infrarouges 2MASS pour les six champs ciblés autour de CMa (panneaux de *a* à *f*) et le champ de référence dans l'hémisphère nord (panneau *g*). Pour chaque diagramme, les étoiles RGB sont cerclées en bleu et la boite de sélection des étoiles cibles RC est représentée en rouge.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

La Figure 3.2 montre la position des étoiles RGB ciblées sur le ciel (les étoiles RC suivent la même distribution) ainsi que l'évolution de l'extinction dans ces régions. On peut noter que l'extinction reste raisonnable dans la plupart des cas avec E(B - V) < 0.4 et seul le champ le plus proche du disque Galactique, centré sur $(\ell, b) = (240.0^\circ, -4.8^\circ)$ subit une extinction variable et élevée (mais il ne représente qu'une petite partie de l'échantillon total). La correction de l'extinction est cependant efficace, comme le montre les diagrammes couleur-magnitude 2MASS des différentes régions présentés Figure 3.3 et pour lesquels la boîte de sélection des étoiles du *Red Clump* est toujours alignée en couleur avec la structure verticale due aux étoiles RC dans l'intervalle $0.5 \leq (J - K)_0 \leq 0.7$. Cette Figure montre aussi les étoiles RGB ciblées.

Les observations ont été effectuées dans les nuits du 7 au 12 avril 2004 pour des poses d'une heure avec les deux spectrographes du 2dF dans les configurations suivantes :

- le réseau 1200V sur le spectrographe 1 qui produit des spectres couvrant l'intervalle de longueurs d'onde 4600 – 5600 Å, à 1 Å par pixel;
- le réseau 1200R sur le spectrographe 2, pour lequel les spectres couvrent l'intervalle 8000 – 9000 Å, là aussi à 1 Å par pixel.

3.1.1.2 Réduction

Le 2dF a l'inconvénient d'avoir une LSF (fonction d'étalement linéique) asymétrique. De plus, cette asymétrie varie en fonction de la configuration du spectrographe, c'est-à-dire par exemple du jeu de fibres utilisé ou du moment de la nuit. Les effets systématiques produits sont de l'ordre de 10 à 25 km s⁻¹, ce qui est très important pour l'étude de populations Galactiques, surtout s'il s'agit de déterminer de faibles dispersion de vitesses. J'ai donc développé un pipeline de réduction qui corrige des déformations de la LSF du premier spectrographe dont les observations sont les plus touchées par les effets d'asymétrie. L'ensemble du pipeline est décrit dans l'annexe A et se résume ainsi :

(i) Pour chaque champ observé, la LSF est modélisée à travers le CCD à partir des observations des lampes de calibration effectuées juste avant ou juste après l'observation du champ.

(ii) Le spectre d'une fibre donnée est calibré en utilisant le modèle de LSF déformée correspondant à cette fibre.

(iii) Pour chaque spectre observé, le modèle est aussi utilisé pour générer des spectres de référence artificiels qui sont déformés comme le spectre observé. Ainsi, lors de la corrélation croisée qui permet de déterminer la vitesse radiale d'une étoile observée, son spectre et les spectres de référence sont déformés de la même manière.

Le choix des spectres de référence, neuf géantes de type K4III à M4III, est présenté en annexe. L'application du pipeline donne donc neuf valeurs de vitesse radiale pour chaque étoile observée. Plutôt que de privilégier la vitesse possédant la plus faible incertitude qui pourrait être due à des particularités du spectre de référence, j'ai choisi de déterminer la vitesse radiale, v_r , d'une étoile cible comme la moyenne pondérée de toutes les corrélations croisées. C'est-à-dire :

$$v_r = \sum_{i=1}^{\text{nb ref}} \frac{v_{r,i}}{\sigma_i^2} / \left(\sum_{i=1}^{\text{nb ref}} \frac{1}{\sigma_i^2}\right), \tag{3.1}$$

où $v_{r,i}$ est la vitesse radiale obtenue par la corrélation du spectre de l'étoile observée avec le $i^{\text{ème}}$ spectre de référence et σ_i l'incertitude correspondante donnée par la routine fxcor

d'IRAF¹. Pour mesurer l'homogénéité des différentes $v_{r,i}$, la dispersion pondérée, σ'_v , des $v_{r,i}$ autour de v_r est définie comme :

$$\sigma_v^{\prime 2} = \sum_{i=1}^{\text{nb ref}} \frac{(v_r - v_{r,i})^2}{\sigma_i^2} / \left(\sum_{i=1}^{\text{nb ref}} \frac{1}{\sigma_i^2}\right).$$
(3.2)

L'autre avantage de cette détermination de v_r est qu'il est possible de restreindre l'échantillon de spectres de référence en fonction du type spectral de l'étoile observée. Ainsi pour les étoiles RGB, tous les spectres de référence sont utilisés alors que pour les étoiles RC, qui peuvent difficilement être évoluées au-delà de M0, seuls les cinq premiers spectres de référence sont pris en compte pour déterminer v_r .

Les étoiles pour les quelles $\sigma'_v > 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ sont éliminées de l'échantillon afin de ne garder que les étoiles dont la vitesse est bien déterminée (~ 90% de l'échantillon observé).

Pour le deuxième spectrographe, dont les observations centrées sur le triplet du CaII ne subissent pas les mêmes déformations (voir Annexe A), les vitesses v_r sont déterminées beaucoup plus simplement en ajustant une gaussienne sur les trois lignes du triplet et en faisant la moyenne des trois valeurs obtenues. Comme précédemment, l'incertitude sur cette valeur, σ'_v correspond à la moyenne pondérée des vitesses déterminées pour chaque ligne. Les étoiles pour lesquelles $\sigma'_v < 6 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ sont conservées, ce qui représente là encore ~ 90% de l'échantillon.

Enfin, pour les observations faites à partir des deux spectrographes, l'incertitude σ'_v sur les vitesses radiales est majorée pour tenir compte des effets systématiques du 2dF qui sont de $\sigma_{2dF} = 5 \text{ km s}^{-1}$. J'obtiens ainsi l'incertitude totale, σ_v :

$$\sigma_v = \sqrt{\sigma_v'^2 + \sigma_{\rm 2dF}^2} \tag{3.3}$$

Les spectres observés sont de suffisamment bonne qualité pour qu'il n'y ait pas de variation significative de σ_v avec la magnitude des cibles (σ_v varie entre 6 et 8 km s⁻¹ sur l'intervalle de magnitude 7 < $K_{s,0}$ < 13 de l'échantillon). L'échantillon contient au total 228 étoiles RGB et 1456 étoiles RC dans les champs de CMa et 260 étoiles RC dans la région symétrique dans l'hémisphère nord.

3.1.2 L'échantillon FLAMES

Les observations sont effectuées avec le spectrographe FLAMES (*Fibre Large Array Multi Element Spectrograph*) monté sur le deuxième télescope du *Very Large Telescope* de l'ESO, au Chili. Le spectrographe est en mode MEDUSA, ce qui permet d'observer 132 cibles au même instant pour un champ de 25' de diamètre. Comme il est difficile d'observer en même temps des étoiles ayant de grandes différences en magnitude, ce sont les étoiles RC qui ont été ciblées dans 7 champs répartis dans la région centrale de CMa ($232^{\circ} < \ell < 248^{\circ}$ et $-10^{\circ} < b < -7^{\circ}$). Ils apparaissent en bleu sur la Figure 3.1. En utilisant le réseau HR21, centré sur 8757 Å, les spectres observés couvrent la région comprise entre 8484 Å et 9001 Å qui contient le triplet du calcium CaII. De plus, les deux champs (ℓ, b) = ($239.8^{\circ}, -7.9^{\circ}$) et (ℓ, b) = ($240.2^{\circ}, -7.9^{\circ}$) ont aussi été observés avec le réseau HR19, légèrement plus bleu (7745 Å à 8335 Å) qui couvre

¹IRAF est un ensemble de programmes de réduction et d'analyse de données astronomiques écrit et supporté par le NOAO *National Optical Astronomy Observatories*.

le doublet du sodium NaI, sensible à la gravité de surface des étoiles et qui permet donc de discriminer les naines des géantes.

Les observations ont été effectuées en mode service entre les mois de novembre 2005 et janvier 2006. Les poses, de 45 minutes, assurent un rapport signal-sur-bruit de ~ 20 par pixel. Les données sont pré-réduite par l'ESO² et seules la soustraction du ciel et des rayons cosmiques reste à faire. Un modèle de triplet de calcium (ou de doublet du sodium) est ensuite ajusté sur le spectre pour déterminer les paramètres de chaque raie (décalage spectral et largeur équivalente). La vitesse d'une étoile est calculée en faisant la moyenne pondérée des décalages obtenus pour les trois raies du calcium et l'incertitude sur la vitesse est prise comme étant la dispersion des trois mesures. Seules les mesures dont les incertitudes sont inférieures à $1.5 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$ sont conservées.

Le champ $(\ell, b) = (239.8^{\circ}, -7.9^{\circ})$ ayant été observé deux fois dans la région du triplet du calcium, il est possible de mesurer la dispersion interne des mesures qui est de moins de 1 km s^{-1} . Au total l'échantillon contient les vitesses de 749 étoiles RC comprises entre 3 et 12 kpc dont 220 observées dans la région du doublet de NaI.

3.1.3 L'échantillon AAOMEGA

Centré sur $(\ell, b) = (240^\circ, -8^\circ)$ le champ observé avec AAOMEGA monté sur l'*Anglo-Australian Telescope* avait pour but premier de tester la qualité des observations de ce nouvel instrument. Le champ a donc été choisi dans la région où certaines étoiles ont aussi été observées par 2dF et FLAMES. Les cibles, ~ 400 par pose, sont ici les étoiles du *Red Clump*, sur une distance de 5 à 10 kpc et sont observées dans la région du triplet du calcium. Il s'avère que les spectres obtenus après 2 heures d'intégration sont très similaires à ceux obtenus avec FLAMES.

Aucun pipeline de réduction n'étant disponible pour cet instrument, les spectres sont extraits manuellement avec IRAF. Le ciel est ensuite corrigé et les paramètres mesurés de la même manière que cela a été fait pour les spectres FLAMES. Seules les mesures dont les incertitudes sont inférieures à 3 km s^{-1} sont conservées. La seule incertitude réside dans la correction du continu de chaque spectre et rend incertaines les mesures de largeurs équivalentes (sans affecter les mesures de vitesses radiales). Le grand nombre d'objets observés à la fois dans l'échantillon FLAMES et dans l'échantillon AAOMEGA permet néanmoins de corriger cette incertitude (voir plus loin). Le champ ayant été ciblé deux fois, l'échantillon contient les vitesses radiales et les largeurs équivalentes des raies du triplet du calcium pour 648 étoiles RC entre 5 et 10 kpc.

3.2 Comparaison entre les différents échantillons

3.2.1 Comparaison AAOMEGA/FLAMES

Les différences entre les mesures de vitesse radiale FLAMES et AAOMEGA pour les 85 étoiles qui ont été observées avec les deux instruments sont présentées Figure 3.4 (à gauche). Les vitesses déduites des spectres AAOMEGA sont de très bonne qualité et ne présentent qu'un décalage de $0.3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, avec un écart-type de seulement $2.1 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, par rapport aux me-

²http://www.eso.org/observing/dfo/quality/GIRAFFE/pipeline/pipe_gen.html



FIG. 3.4 - Différences des vitesses radiales et des largeurs équivalentes du triplet du calcium Σ Ca entre les mesures AAOMEGA et les mesures FLAMES. Les 85 étoiles utilisées ici ont des incertitudes sur leurs vitesses radiales inférieures à 3 km s⁻¹ et 1.5 km s⁻¹. Le décalage systématique des vitesses radiales est de seulement 0.3 km s⁻¹ (avec un écart-type de 2.1 km s⁻¹). Celui sur Σ Ca est de -0.45 Å (écart-type de 0.36 Å).

sures déduites des données FLAMES. En particulier, les effets systématiques qui perturbaient les données 2dF (voir Annexe A et ci-dessous) n'apparaissent plus.

Les largeurs équivalentes des raies du calcium sont aussi comparées pour les deux jeux d'observations. Comme celles-ci sont utilisées pour déterminer la métallicité des étoiles RC, il est préférable de comparer directement le paramètre Σ Ca défini par (Rutledge et al., 1997) :

$$\Sigma Ca = 0.5 \cdot Ca_{\lambda 8498} + 1.0 \cdot Ca_{\lambda 8542} + 0.6 \cdot Ca_{\lambda 8662}$$
(3.4)

où $Ca_{\lambda\ell}$ est la largeur équivalente mesurées pour la raie du calcium de longueur d'onde au repos ℓ Å. La distribution des différences entre $\Sigma Ca_{AAOMEGA}$ et ΣCa_{FLAMES} apparaît dans le cadre de droite de la Figure 3.4 et montre un décalage systématique de -0.45 Å des mesures AAOMEGA par rapport aux mesures FLAMES (avec un écart-type de 0.36 Å). Les données FLAMES ayant été réduites par un pipeline construit spécialement pour l'instrument et utilisé depuis plusieurs années, il est bien plus vraisemblable que cette différence provienne de la réduction des spectres AAOMEGA. Les mesures de largeur équivalente obtenues à partir de ceux-ci sont donc, par la suite, majorée de 0.45 Å.

Pour une étoile géante ou sous-géante, la métallicité [Fe/H] est reliée à Σ Ca par (Rutledge et al., 1997) :

$$[Fe/H] = -2.66 + 0.42 \left(\Sigma Ca - 0.64 \cdot (V_{HB} - V) \right)$$
(3.5)

avec *V* la magnitude de l'étoile et V_{HB} la magnitude de la branche horizontale de la population à laquelle elle appartient.

L'écart-type des différences de mesures de largeur équivalente entre les deux jeux de données, mesurée à 0.36Å, se traduit donc par une incertitude de moins de 0.2 dex sur les

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 3.5 - En haut : Différences de vitesses radiales entre les mesures 2dF et AAOMEGA pour l'ensemble de l'échantillon 2dF (en noir) et les observations effectuées avec la première (respectivement deuxième) configuration du spectrographe en rouge (resp. bleu). En bas : La répartition des différences de vitesses radiales en fonction du numéro de fibre dans les observations 2dF. Les barres d'erreur représentent la somme des incertitudes sur les mesures de vitesse radiale 2dF et AAOMEGA. L'application du pipeline pour tenir compte des effets de l'asymétries sur les observations de la première configuration du 2dF (points noir) ne corrige pas entièrement des effets systématiques sur les bords du détecteur (haut et bas numéros de fibres). Les observations effectuées avec la deuxième configuration du 2dF sont de meilleure qualité.

mesures de métallicité, qui est de toute façon de l'ordre des incertitudes de la méthode de Rutledge et al. (1997) et ne devrait donc pas affecter les calculs de [Fe/H].

3.2.2 Comparaison 2dF/AAOMEGA

L'obtention de vitesses radiales très précises pour de nombreuses étoiles qui ont déjà été observées avec le 2dF permet de tester l'efficacité du pipeline mis en place pour corriger des effets de l'asymétrie de la LSF (voir Annexe A). Nous avons vu que les incertitudes internes dans les mesures de vitesses radiales à partir des spectres 2dF sont inférieures à $10 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ mais aucune comparaison externe n'a jusqu'ici été effectuée pour les étoiles du *Red Clump*. Les échantillons FLAMES et AAOMEGA contiennent respectivement 29 et 161 étoiles en commun avec l'échantillon 2dF. C'est donc le deuxième échantillon qui est utilisé par la comparaison, d'autant que nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il ne contient pas d'effets systématiques.

Les différences entre les deux mesures de vitesses radiales sont présentées Figure 3.5. Il est en particulier intéressant de vérifier l'évolution des décalages avec la position sur le CCD (en bas) et en fonction de la configuration qui a servi pour l'observation (points noirs pour la première configuration et cercles pour la deuxième). Il est évident que malgré la mise en place du pipeline de réduction qui tient compte des asymétries dans la LSF du 2dF, l'ensemble des effets systématiques n'a pas été corrigé. Les observations effectuées sur la première configuration du spectrographe conservent toujours un décalage systématique en forme d'arc avec des différences qui atteignent $\sim -20 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$ sur les bords tandis que les spectres obtenus vers le

centre du CCD semblent produire de meilleurs résultats. Les vitesses radiales mesurées sur les spectres provenant de la deuxième configuration du 2dF sont cependant meilleures, avec un écart systématique de seulement $\sim -5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ sur l'ensemble du CCD.

Au vu de ces écarts systématiques qui restent importants, les mesures obtenues à partir du 2dF seront par la suite seulement utilisées pour une étude qualitative. Cet échantillon conserve néanmoins de l'intérêt du fait de sa taille importante (~ 2000 vitesses radiales sur 3 kpc) et de certaines cibles qui n'ont pas été observées avec les autres instruments : le champ ciblé dans le nord en (ℓ , b) = (240.0°, +8.8°) et les ~ 100 étoiles RGB qui sont absentes des observations AAOMEGA et FLAMES.

3.3 Les étoiles RC de CMa dans l'espace des phases

Chaque étoile observé ayant une distance et une vitesse radiale, il est donc possible d'étudier leur répartition dans l'espace des phases (D_{\odot}, v_r) , très utile pour séparer des populations qui suivent des orbites différentes (voir par exemple Bullock & Johnston 2005 et Figure 1.1)³. Les étoiles observées dans les trois échantillons pouvant être séparées de près de 20°, toutes les vitesses ont été corrigées du mouvement de rotation du Soleil autour de la Voie Lactée puis ramenées à la vitesse observée en $(\ell, b) = (240^\circ, -8^\circ)$. En particulier, une étoile de coordonnées (ℓ, b) et de vitesse radiale v'_r est corrigée en v_r tel que :

$$v_r = v'_r + v_{r,cor}(\ell, b) - v_{r,cor}(240^\circ, -8^\circ)$$
(3.6)

avec $v_{r,cor}(\ell, b)$ la correction de vitesse radiale due au mouvement solaire suivant la ligne de visée $(\ell, b)^4$. De cette manière, l'échantillon AAOMEGA, qui contient un nombre important d'étoiles dont la vitesse est déterminée avec une grande précision, n'est pas modifié. On peut voir Figure 3.6 que bien que les distances sondées par les différents relevés ne soient pas les mêmes, les étoiles ont globalement le même comportement dans l'espace des phases et présentent un alignement suivant un axe entre ~ $(50 \,\mathrm{km \, s^{-1}}, 3 \,\mathrm{kpc})$ et ~ $(120 \,\mathrm{km \, s^{-1}}, 10 \,\mathrm{kpc})$. Avant de s'intéresser à cet effet, attardons-nous d'abord sur la répartition des naines Galactique situées en avant-plan.

3.3.1 La contamination par les naines Galactiques

Deux champs FLAMES ont été observés dans la région du doublet du sodium (NaI, 8193 Å et 8195 Å au repos) qui est particulièrement sensible à la gravité de surface des étoiles. Il permet donc de discriminer les étoiles géantes, qui sont les cibles des observations et se trouvent à la distance de CMa, des étoiles naines situées à l'avant-plan et pour lesquelles les raies du doublet seront prononcées (Schiavon et al., 1997). La distribution des sommes des largeurs équivalentes des deux raies $\Sigma Na = Na_{\lambda 8193} + Na_{\lambda 8195}$ est construite dans la cadre de gauche de la Figure 3.7 et montre un pic pour les faibles valeurs de ΣNa et une aile qui s'étend vers les valeurs élevées à partir de 0.8 Å avec ~ 20% des étoiles dans cette aile. Comme on s'attend à ce que la plupart des étoiles RC sélectionnées pour être à la distance de CMa soient de vraies

³L'incertitude sur les distances aux étoiles RC provient uniquement de l'incertitude sur la magnitude absolue de cette population ($M_{\rm K} = 1.5 \pm 0.2$); en tenir compte consiste donc uniquement à décaler toutes les étoiles en bloc et non pas l'une par rapport à l'autre. Cet effet n'est donc pas pris en compte par la suite.

⁴La vitesse de rotation du référentiel local au repos est prise égale à 220 km s⁻¹ et le mouvement particulier du Soleil est ($U_0 = 10.00 \text{ km s}^{-1}$, $V_0 = 5.25 \text{ km s}^{-1}$, $W_0 = 7.17 \text{ km s}^{-1}$) comme défini par Dehnen & Binney (1998b).



FIG. 3.6 - Répartition dans l'espace des phases des étoiles RC des échantillons 2dF (en haut), AAO-MEGA (au milieu) et FLAMES (en bas). Les couleurs codent la somme pondérée des largeurs équivalentes des raies du calcium Σ Ca quand elle est disponible. Dans les trois cas (mais surtout dans les échantillons 2dF et AAOMEGA où il y a plus d'objets), un nombre important d'étoiles suivent une structure dans l'espace des phases entre (v_r , D_{\odot}) ~ (50 km s⁻¹, 3 kpc) et (v_r , D_{\odot}) ~ (120 km s⁻¹, 10 kpc). Les trois lignes fines tracées en pointillés, en tirets-points et en tirets dans le cadre de l'échantillon AAOMEGA représentent la vitesse radiale attendue pour une population en orbite circulaire autour de la Voie Lactée avec une vitesse de rotation de 240, 200 et 160 km s⁻¹. Les incertitudes sur les vitesses radiales sont respectivement de l'ordre de 10 km s⁻¹, 3 km s⁻¹ et 1.5 km s⁻¹ pour les échantillons 2dF, AAOMEGA et FLAMES.





FIG. 3.7 - Discrimination des naines d'avant-plan par la largeur des raies du doublet du sodium NaI. La distribution de la somme des largeurs équivalentes des deux raies du doublet est représentée à gauche avec la limite de $\Sigma Na = 0.8$ Å utilisée pour séparer géantes et naines. La distribution dans l'espace des phases des étoiles FLAMES observées dans la région du doublet du sodium (à droite) montre que la majorité des naines se trouvent dans la région des vitesses faibles pour $D_{\odot} \gtrsim 7$ kpc.

géantes (Bellazzini et al., 2006), cette valeur de 0.8 Å correspond sans doute à la séparation entre géantes et naines.

Cette conclusion est confortée par la position des naines ainsi définies dans l'espace des phases (les points entourés d'un cercle dans le cadre de droite de la Figure 3.7). En effet, elles ont principalement de faibles vitesses radiales, ce qui est attendu pour des étoiles proches du Soleil et qui suivent des orbites similaires à celle du Soleil autour de la Voie Lactée (voir aussi la comparaison avec le modèle de Besançon plus bas). Au vu de la Figure 3.7, la majorité des étoiles qui se trouvent dans la région $D_{\odot} \gtrsim 7 \text{ kpc}$ et $-30 \lesssim v_r \lesssim 50 \text{ km s}^{-1}$ des trois échantillons présentés Figure 3.6 sont donc vraisemblablement des naines de l'avant-plan.

3.3.2 Une relation distance – vitesse radiale

La relation distance – vitesse radiale que suivent les étoiles des trois échantillons et qui est surtout visible dans l'échantillon AAOMEGA est très proche de la relation que suit une population en orbite circulaire autour de la Voie Lactée (voir la Figure 3.6). En effet, en faisant l'hypothèse que les vitesses radiales observées correspondent à la projection sur la ligne de visée d'une orbite circulaire autour du centre Galactique, il est possible de déduire la vitesse de rotation de chaque étoile de l'échantillon. La Figure 3.8 montre la distribution des vitesses de rotation ainsi calculées pour deux régions de l'échantillon : la région $D_{\odot} < 7.5$ kpc où la contamination des étoiles du disque semble plus importantes et la relation moins bien définie et la région $D_{\odot} > 7.5$ kpc où la proportion d'étoiles de CMa par rapport aux étoiles du disque est plus importante (voir par exemple les profils de densité de la Figure 2.5). La délimitation des vitesses de rotation, v_{rot} , des étoiles est en effet bien plus claire pour la région la plus éloignée qui montre une distribution en créneau pour des vitesses de rotation entre 140 et 240 km s⁻¹. Dans la région plus proche, les cibles ayant été choisies aléatoirement parmi toutes les étoiles RC et celles de CMa étant proportionnellement moins importantes, il n'est pas étonnant que la distribution soit moins bien définie. Les étoiles dont la vitesse de rotation mesurée est élevée

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 3.8 - Distribution des vitesses de rotation des étoiles de l'échantillon AAOMEGA en les considérant sur des orbites circulaires autour de la Voie Lactée. Dans les régions externes de l'échantillon, dominées par les étoiles de CMa ($D_{\odot} > 7.5$ kpc, en bas), les étoiles suivent une distribution en créneau entre 140 et 240 km s⁻¹. Dans les parties internes ($D_{\odot} < 7.5$ kpc, en haut), une surdensité d'étoiles est présente sur cet intervalle mais le nombre plus important de contaminants rend la surdensité moins importante.

 $(v_{\rm rot} \gtrsim 250 \,{\rm km \, s^{-1}})$ correspondent en fait aux étoiles à faible vitesse radiale qui sont, comme nous l'avons vu précédemment, en majeure partie des naines dont l'estimation de distance est erronée. La vitesse de rotation n'a donc aucun sens pour ces étoiles.

Afin de vérifier que la relation distance – vitesse radiale et la forme très structurée de la distribution des vitesses de rotation déduite dans la région $D_{\odot} > 7.5$ kpc, sont bien dues aux étoiles de CMa, il est utile des comparer les Figures 3.6 et 3.8 avec leur équivalent dans le champ 2dF centré sur (ℓ , b) = (240.0°, +8.8°). La Figure 3.6 montre en effet que les incertitudes sur les vitesses radiales mesurées avec le 2dF ne cachent pas pour autant la structure dans l'espace des phases comme on peut le voir en comparant les données 2dF et AAOMEGA. Si une telle structure est aussi présente dans le nord, elle devrait donc apparaître Figure 3.9 ; or ce n'est pas le cas. En fait, la majeure partie des vitesses de rotation des étoiles de ce champ sont aberrantes tellement elles sont élevées et signifient que ce champ contient principalement des étoiles naines et non pas des étoiles du RC à des distances de quelques kiloparsecs.

Les étoiles du modèle de Besançon qui correspondent aux sélections de l'échantillon AAO-MEGA montrent un comportement similaire. Les étoiles qui se trouvent dans la boite de sélection du *Red Clump* ($0.5 < (J - K_s)_0 < 0.65$ et $12 < K_{s,0} < 13.5$) s'avèrent être quasiment toutes à des distances héliocentriques inférieures à 3 kpc (Figure 3.10). Ces étoiles sont donc les naines de l'avant-plan qui participent à la contamination de l'échantillon observé. Si elles sont considérées comme des étoiles RC de CMa et leur distance calculée en utilisant $M_K = 1.5$ (les cercles de la même Figure), elles se déplacent dans la région des naines identifiées par le doublet du sodium dans les observations FLAMES.

La structure qui est présente dans l'espace des phases dans la région de CMa n'est donc ni observée dans le modèle de Besançon, ni dans l'hémisphère nord et doit donc être due aux étoiles de la surdensité. Le comportement de ces étoiles et surtout leur répartition en créneau dans la Figure 3.8 est tout à fait inattendue. En effet, que CMa soit une partie du disque ou qu'elle soit produite par l'accrétion d'une galaxie naine, la distribution des vitesses radiales à



FIG. 3.9 - Distribution dans l'espace des phases (en haut) et vitesses de rotation (en bas) des étoiles observées avec le 2dF dans le champ centré sur $(\ell, b) = (240^\circ, +8.8^\circ)$. Comme dans la Figure 3.8, la vitesse de rotation des étoiles est calculée en faisant l'hypothèse que les étoiles suivent toutes des orbites circulaires autour de la Voie Lactée. Aucune structure n'est ici visible et la plupart des étoiles ont en fait des vitesses radiales faibles, indiquant que ce sont majoritairement des naines situées à l'avant-plan.



FIG. 3.10 - Distribution dans l'espace des phases des étoiles de la boite de sélection RC dans le modèle de Besançon pour la région du champ AAOMEGA ($239^{\circ} < \ell < 241^{\circ}$ et $-9^{\circ} < b < -7^{\circ}$). La distance des étoiles est donnée par le modèle (points rouges) ou calculée à nouveau comme pour une étoile du *Red Clump* de CMa (cercles bleus). Les cercles bleus montrent donc la contribution des naines d'avant-plan à la contamination de la Figure 3.6 et est assez proche de la distribution des naines trouvées Figure 3.7 à partir de la largeur des raies du doublet du sodium dans l'échantillon FLAMES.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

une distance donnée devrait être gaussienne (voir par exemple Soubiran, Bienaymé & Siebert 2003 et Ibata et al. 1997). Un phénomène de résonance dans le disque peut avoir pour effet de contraindre les étoiles entre deux énergies limites et donc entre deux relations distance – vitesse radiale et donc reproduire une répartition dans l'espace des phases similaire à ce qui apparaît Figure 3.6. Mais pour reproduire les relations observées dans CMa, il est nécessaire d'avoir des orbites très radiales, incompatibles avec des orbites du disque (et aussi incompatibles avec les mouvements propres calculés dans le paragraphe suivant). La largeur du signal créneau de la Figure 3.8 semble malgré tout incompatible avec l'hypothèse d'un bras spiral. En effet, la largeur du signal ne peut être due aux très faibles incertitudes sur les vitesses radiales et les incertitudes sur les distance — qui peuvent avoir pour effet de décaler en bloc tout l'échantillon de moins de 1 kpc à la distance de CMa — ne peuvent pas non plus l'expliquer. Or, dans un bras spiral, les étoiles appartiennent au disque et ont donc des orbites circulaires, incompatibles avec les vitesses de rotation qui varieraient de 100 km s⁻¹ dans CMa avec un tel scénario.

3.3.3 Mouvements propres

Momany et al. (2004) ont utilisé le catalogue UCAC2.0 (*Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog*)⁵ pour montrer que les étoiles RGB de CMa orbitent autour de la Galaxie en suivant des orbites progrades. Cependant, les grandes incertitudes sur les mouvements propres des étoiles individuelles et la contamination de leur échantillon par les étoiles du disque ne permet que d'obtenir une estimation des mouvements propres de la structure stellaire qui, converties en coordonnées Galactocentriques, donne : ($\mu_{\ell} \cos b$, μ_{b}) = (-3.5mas/an, -0.1mas/an) avec des incertitudes de l'ordre de 2.0mas/an. L'ajout des vitesses radiales de notre échantillon permet de diminuer cette contamination et d'obtenir les mouvements propres de CMa de manière plus précise.

En particulier, la détermination des vitesses radiales des étoiles RC de CMa permet maintenant de sélectionner les étoiles qui ont une plus grande probabilité d'appartenir à la structure. Seules les étoiles AAOMEGA de la structure dans l'espace des phases et pour les distances où elle est clairement délimitée ($D_{\odot} > 7.5$ kpc et 140 $< v_{rot} < 240$ km s⁻¹) sont recherchées dans le catalogue UCAC2.0 afin que l'échantillon soit le moins contaminé possible. On voit aussi Figure 3.7 que dans la région correspondant à ces coupures, les naines d'avant-plan représentent moins de 10% de l'échantillon. Afin de tenir compte des variations de la distance D_{\odot} des étoiles, leurs mouvements propres μ_{UCAC} sont normalisés comme si elles se trouvaient toutes à la distance de CMa (avec $D_{\odot,CMa} = 7.2$ kpc) :

$$\mu = \mu_{\text{UCAC}} \cdot \frac{D_{\odot}}{D_{\odot,\text{CMa}}}$$
(3.7)

Les distributions des mouvements propres $\mu_{\alpha}^* = \mu_{\alpha} \cdot \cos(\delta)$ et μ_{δ} des 129 étoiles ainsi sélectionnées sont construites Figure 3.11. Les valeurs médianes des deux distributions sont $(\mu_{\alpha}^*, \mu_{\delta}) = (-2.3 \pm 0.4 \text{ mas/an}, +3.4 \pm 0.5 \text{ mas/an})$ où les incertitudes ont été déterminées par la méthode du *bootstrap*.

La Figure 3.12 montre les trois mesures de mouvements propres effectuées dans la région de CMa. La mesure de Momany et al. (2004) est obtenue à partir des étoiles RGB de CMa qui

⁵Le catalogue UCAC2.0 est un catalogue de mouvements propres qui contient plus de 48 millions d'objets de magnitude *R* comprise entre 7.5 et 16 dans l'intervalle $-90^{\circ} < \delta < +40^{\circ}$.



FIG. 3.11 - Distribution des mouvements propres en ascension droite (à gauche) et en déclinaison (à droite) des étoiles RC de CMa. Les étoiles sont sélectionnées dans l'échantillon AAOMEGA, suivent la structure visible dans l'espace des phases (voir Figure 3.6) et ont $D_{\odot} > 7.5$ kpc. Les valeurs médianes des distributions sont indiquées par les flèches rouges.



FIG. 3.12 - Comparaison des différentes mesures du mouvement propre de CMa. Les mesures obtenues à partir du catalogue UCAC2.0 pour les étoiles RC (en rouge) est cohérent avec la mesure des étoiles RGB de CMa dans UCAC2.0 mais sans sélection en vitesse radiale (en bleu; Momany et al. 2004). En revanche, il diffère notablement de la mesure effectuée par Dinescu et al. (2005) à partir des étoiles du *Blue Plume* visible dans les CMD de la région de CMa (en vert). Les barres d'erreur représentent les incertitudes à 1σ sur les mesures.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

se trouvent dans le catalogue UCAC2.0. Comme leur sélection est large et contient sans doute de nombreux contaminants, les incertitudes sont importantes. La mesure que j'ai effectuée à partir du catalogue UCAC correspond quant à elle aux étoiles RC de CMa, sélectionnées en vitesse radiale ce qui a pour effet de diminuer les contaminants dans l'échantillon. La valeur trouvée est compatible avec celle de Momany et al. (2004), avec des incertitudes bien plus petites. Enfin, la mesure de Dinescu et al. (2005) qui diffère sensiblement des deux autres mesures est obtenue à partir des étoiles du Blue Plume visibles dans les CMD de CMa (voir par exemple sur la Figure 2.6). La différence observée pourrait indiquer que les étoiles du Blue Plume n'appartiennent pas à la même structure que les échantillons d'étoiles RC ou RGB qui montrent tous les deux la surdensité de CMa (voir Bellazzini et al. 2006 et le chapitre 2). Cela pourrait résoudre l'association des étoiles du Blue Plume avec un bras spiral que privilégie certains auteurs (Mointinho et al. 2006 et voir dans le chapitre suivant sur la discussion de l'origine de CMa). Alternativement, Momany & Zaggia (2005) ont trouvé une incohérence dans les mesures des mouvements propres des nuages de Magellan à partir de UCAC2.0. Il se pourrait donc que les deux mesures obtenues à partir de ce catalogue soient entachées d'erreurs systématiques. Il convient néanmoins de rappeler que les mêmes auteurs déterminent à partir de UCAC un mouvement propre de la galaxie naine du Sagittaire qui est tout à fait compatible avec les mesures de la littérature.

En supposant que la mesure effectuée sur l'échantillon d'étoiles RC observées avec AAO-MEGA correspond bien au mouvement propre de CMa, la surdensité possède un mouvement propre en coordonnées Galactiques de $(\mu_{\ell}^*, \mu_b) = (-4.1 \pm 0.3 \text{ mas/an}, -0.5 \pm 0.6 \text{ mas/an})$ qui se convertit en $(v_{\ell}, v_b) = (-140 \pm 16 \text{ km s}^{-1}, -17 \pm 21 \text{ km s}^{-1})$. En corrigeant du mouvement de rotation du Soleil autour de la Voie Lactée, on obtient donc $v_{\ell,gsr} = -244 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$ et $v_{b,gsr} = -38 \pm 17 \text{ km s}^{-1}$ dans le référentiel immobile centré sur le Soleil. En utilisant la vitesse radiale moyenne de CMa à $7.2 \pm 0.3 \text{ kpc}$, $v_{r,gsr} \sim -100 \text{ km s}^{-1}$, la surdensité a donc une vitesse totale de $266 \pm 25 \text{ km s}^{-1}$, ce qui est particulièrement élevé pour des étoiles du disque, dont la vitesse totale attendue est plutôt de l'ordre de $160 - 200 \text{ km s}^{-1}$ (Chiba & Beers, 2000; Soubiran, Bienaymé & Siebert, 2003). La mesure du mouvement propre de CMa semble donc indiquer que la surdensité n'appartient pas au disque Galactique.

3.3.4 Métallicité

Enfin, les deux échantillons de spectres haute résolution (FLAMES et AAOMEGA) observés autour du triplet du calcium sont idéaux pour déterminer la métallicité des étoiles du *Red Clump* de CMa. Rutledge et al. (1997) ont en effet montré que la largeur équivalente des raies du calcium d'une géante ou d'une sous-géante peut être reliée à la métallicité [Fe/H] par les équations 3.4 et 3.5. Or pour une étoile du Red Clump, $V_{HB} - V = 0$ en première approximation, et il est donc trivial de calculer la distribution de métallicité des étoiles de CMa. Cela est fait Figure 3.13 pour les étoiles RC des deux échantillons qui suivent, comme pour la détermination des mouvements propres, la relation distance – vitesse radiale (c'està-dire dont la vitesse de rotation déterminée à partir de la vitesse radiale est comprise entre 140 km s^{-1} et 240 km s^{-1}). Les étoiles sont en outre sélectionnées dans l'intervalle de distances héliocentriques $5.0 < D_{\odot} < 10 \text{ kpc}$ pour que les deux échantillons puissent être comparés. Dans les deux cas, les distributions de métallicités sont très piquées autour d'une valeur médiane de [Fe/H] = -0.9 et avec des largeurs à mi-hauteur de seulement 0.2 dex^{6} . Res-

⁶La faible dispersion du pic dans les deux échantillons montre que l'approximation $V - V_{HB} = 0$ est valide. Une dispersion de 0.3 magnitudes autour de cette approximation aurait en effet à elle seule produit une dispersion de

Chapitre 3 – Étude spectroscopique de la surdensité de Canis Major



FIG. 3.13 - Distribution de métallicité des étoiles RC de CMa pour les échantillons AAOMEGA (à gauche) et FLAMES (à droite). Les étoiles sont sélectionnées pour suivre la relation distance – vitesse radiale de CMa, c'est-à-dire 140 < $v_{\rm rot}$ < 240 km s⁻¹. Les distributions sont aussi construites en se restreignant aux étoiles ayant D_{\odot} > 7.5 kpc où la relation est mieux définie (histogrammes bleus). Dans tous les cas, les distributions sont étroites et centrée autour de [Fe/H] = -0.9 pour les étoiles AAOMEGA et FLAMES respectivement.

treindre la sélection aux distances où CMa semble mieux définie dans l'espace des phases ($D_{\odot} > 7.5 \,\text{kpc}$; histogrammes bleus) rend les distributions légèrement asymétriques mais ne change pas les valeurs trouvées précédemment. La métallicité ainsi déterminée pour les étoiles de CMa n'est pas trop éloignée de celle trouvée par Bellazzini et al. (2004) à partir de l'ajustement d'isochrones ([m/H] ~ -0.5) mais la méthode est ici bien plus précise avec une précision de l'ordre de ~ $0.2 \,\text{dex}$.

À titre de comparaison, il est intéressant de mettre en relation la métallicité de CMa avec celle qui est attendue pour les étoiles du disque Galactique. Yong, Carney & Teixera de Almeida (2005), Carney, Yong & Teixera de Almeida (2005) et Yong et al. (2006) ont utilisé plusieurs traceurs (amas ouverts, étoiles rouges et étoiles céphéides) pour construire la relation distance – métallicité du disque. Ils montrent que, à la distance des étoiles RC des échantillons AAOMEGA et FLAMES (11.4 < D_{GC} < 15.6 kpc), les trois traceurs ont une métallicité constante de [Fe/H] ~ -0.5, différente de la valeur trouvée dans CMa⁷. Bien que leurs traceurs soient assez peu nombreux et surtout répartis dans les deuxième et troisième quadrants Galactiques, les seuls objets qui ont une métallicité similaire à celle trouvée dans CMa appartiennent à un groupe d'étoiles céphéides qui se trouvent dans le deuxième quadrant Galactique à une distance de 13 $\leq D_{GC} \leq$ 17 kpc. Ces étoiles ont la particularité de présenter un taux d'enrichissement en éléments α supérieur à celui des étoiles du disque et Yong et al.

^{0.2} dex, incompatible avec la faible dispersion des pics.

⁷Il peut sembler étonnant que les trois géantes rouges étudiées par Carney, Yong & Teixera de Almeida (2005) ont des métallicités comprises entre -0.4 et -0.5 dex, différentes de celles mesurées dans CMa à seulement quelques degrés des champs FLAMES et AAOMEGA en $(\ell, b) = (245.8^\circ, -4.1^\circ)$ et qui se trouvent à des distance héliocentriques comprises entre 4.1 et 9.4 kpc. En fait deux de ces étoiles ont des vitesses radiales trop élevées de 20 à 30 km s^{-1} pour suivre la relation distance –vitesse radiale de CMa. Seule l'une d'entre-elle (#7512) se trouve à la limite supérieure de la relation et pourrait éventuellement appartenir à CMa.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 3.14 - Distribution dans l'espace des phases des étoiles RGB observées dans CMa avec le 2dF. Elles semblent suivre la même relation que les étoiles RC mais le faible nombre d'objets rend la délimitation de la relation difficile surtout pour les données 2dF entachées d'erreurs systématiques. Les incertitudes moyennes sur les distances et les vitesses radiales sont représentées par les barres d'erreur en haut, à gauche.

(2006) en concluent qu'elles ont pu être amenées autour du disque Galactique par l'accrétion récente d'une galaxie.

Si CMa est une structure du disque Galactique, sa faible métallicité comparée à celle attendue par le profil de Yong et al. (2006) pourrait indiquer que les régions extérieures du disque ne suivent pas un profil lisse. Alternativement, si elle est le produit de l'accrétion d'une galaxie naine autour de la Voie Lactée, ces bras de marée vont naturellement peupler la région où se trouvent les étoiles céphéides de métallicité similaire à celle de CMa et pourrait expliquer leur présence.

Sbordone et al. (2005) ont aussi utilisé FLAMES pour déterminer les abondances chimiques des étoiles de CMa, mais dans la configuration UVES qui permet d'obtenir des spectres de très haute résolution au détriment d'un faible nombre de cibles. Ils ne présentent que les trois étoiles RGB (sur les sept observées) dont la vitesse radiale est compatible avec CMa (c'est-àdire $v_r > 100 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$) et déduisent que seule l'une d'entre-elles pourrait être d'origine extra-Galactique. Les trois étoiles ont néanmoins des métallicités dans l'intervalle -0.5 < [Fe/H] < +0.1, ce qui rend leur appartenance à CMa incertaine si on les compare avec les distributions de métallicité obtenues dans les échantillons AAOMEGA et FLAMES.

3.4 Les étoiles RGB de CMa dans l'espace des phases

Contrairement à l'échantillon RC, les étoiles RGB observées avec le 2dF ne sont pas (ou très peu) contaminées localement et ont été choisies de 4 à 20 kpc. En revanche, leur faible densité peut être une difficulté pour mesurer la vitesse radiale des étoiles de CMa. Leur distribution dans l'espace des phases est présentée Figure 3.14. Bien que la contamination du disque soit relativement forte, un groupe d'étoiles RGB semble aligné avec la relation distance – vitesse radiale observée pour l'échantillon RC entre $(D_{\odot}, v_r) \sim (6 \text{ kpc}, 70 \text{ km s}^{-1})$
et $(D_{\odot}, v_r) \sim (9 \,\text{kpc}, 120 \,\text{km s}^{-1})$. Les erreurs systématiques du 2dF rendent néanmoins la délimitation de cette relation difficile. Par ailleurs, le faible nombre d'objets ne permet pas de déterminer le mouvement propre de CMa avec précision à partir de ces étoiles.

La distribution dans l'espace des phases des étoiles RGB présente cependant une autre caractéristique intéressante : un groupe d'étoiles situé à plus grande distance (principalement $11 < D_{\odot} < 15 \text{ kpc}$, ce qui correspond à $16.5 < D_{GC} < 20 \text{ kpc}$) est regroupé autour de $v_r \sim 140 \text{ km s}^{-1}$. La présence de ce groupe est intéressante car, le disque Galactique s'arrêtant à $D_{GC} \sim 15 \text{ kpc}$ (voir par exemple Ruphy et al. 1996), il peut difficilement être composé d'étoiles du disque. De plus, il est peu probable que ces étoiles soient des naines d'avant-plan étant donnée leur vitesse radiale élevée. En fait, je montre plus loin (voir chapitre 5) qu'il s'agit très probablement d'une nouvelle détection de l'Anneau de la Licorne, qui se prolonge derrière CMa.

3.5 Conclusions

Les observations d'étoiles de la surdensité de *Canis Major*, principalement de son Red Clump, à partir des spectrographes 2dF, AAOMEGA et FLAMES révèlent que les étoiles de CMa suivent une relation distance – vitesse radiale, particulièrement bien définie dans l'échantillon AAOMEGA qui contient près de 800 étoiles dont la vitesse est mesurée avec un grande précision. En faisant l'hypothèse que ces étoiles sont en orbite circulaire autour de la Voie Lactée, leur vitesse de rotation est clairement comprise entre 140 et 240 km s⁻¹. En isolant uniquement ces étoiles, la métallicité de CMa est déterminée comme étant centrée autour de [Fe/H] = -0.9, avec une largeur à mi-hauteur de 0.3 dex. Enfin, les mêmes étoiles extraites du catalogue UCAC permettent de calculer les mouvements propres de la surdensité : ($\mu_{\alpha}^*, \mu_{\delta}$) = ($-2.3 \pm 0.4 \text{ mas/an}, -3.4 \pm 0.5 \text{ mas/an}$), ce qui implique une vitesse totale de 266 $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$ pour les étoiles de la structure.

Confrontons maintenant les observations de CMa — structure et morphologie, relation distance – vitesse radiale, mouvements propres, métallicités — avec les trois hypothèses généralement avancées pour l'expliquer : le gauchissement Galactique, un bras spiral ou l'accrétion d'une galaxie naine.

Chapitre 4

De la nature de la surdensité de *Canis Major*

DANS L'ARTICLE initial de la découverte de la surdensité de *Canis Major*, celle-ci était présentée comme les restes probables d'une accrétion dans le plan Galactique (Martin et al., 2004). Cette conclusion s'appuyait en particulier sur l'alignement dans l'espace des phases de quatre amas globulaires (NGC 1851, NGC 1904, NGC 2298 et NGC 2808) dans la région de CMa. Or, seuls les amas globulaires issus de l'accrétion de la galaxie naine du Sagittaire sont alignés de manière similaire autour de la Voie Lactée (Bellazzini, Ferraro & Ibata, 2003). Néanmoins, après la publication du catalogue UCAC, Peñarrubia et al. (2005) ont montré que ces quatre amas ne peuvent appartenir à une même structure. La nature de la surdensité en devient donc moins évidente et deux autres hypothèses ont été avancées pour l'expliquer.

Momany et al. (2004) ont tout d'abord proposé que l'observation d'une surdensité est en fait simplement due à une asymétrie du disque Galactique et donc du plan de symétrie Galactique. Momany et al. (2006) ont ensuite utilisé le catalogue 2MASS pour déterminer les paramètres du gauchissement en supposant que toutes les asymétries nord-sud observées peuvent être compensées par un décalage du plan de symétrie Galactique. López-Corredoira (2006) suit une démarche similaire en modifiant les paramètres du modèle de gauchissement de López-Corredoira et al. (2002) (calculé à partir des étoiles du Red Clump observées dans 2MASS) pour approcher les asymétries des étoiles RGB ou RC dans 2MASS.

Carraro et al. (2005) et Mointinho et al. (2006) ont quant à eux utilisé les étoiles du *Blue Plume*, visibles dans les CMD de 2MASS mais aussi en arrière-plan d'amas qu'ils ont étudié dans les deuxième et troisième quadrants Galactiques, pour conclure que CMa est produite par un bras spiral passé jusqu'ici inaperçu derrière les poussières et la forte densité stellaire du disque Galactique.

Dans ce chapitre, je vais donc discuter ces trois scénarios au vu des observations présentées dans les chapitres 2 et 3. Je commence par aborder l'hypothèse du gauchissement Galactique (§ 4.1), puis celle d'un bras spiral (§ 4.2) et enfin celle de l'accrétion d'une naine dans le plan Galactique (§ 4.3) avant de conclure (§ 4.4).

4.1 Un effet du gauchissement du disque Galactique?...

Nous avons vu précédemment que la surdensité de CMa montre certaines caractéristiques qui semblent la rendre incompatible avec l'effet du gauchissement du disque Galactique. En particulier :

- La longitude où la surdensité est la plus importante, $\ell \sim 240^\circ$, est éloignée des valeurs généralement admises pour le maximum du gauchissement ($\ell \sim 270^\circ$), et se trouve par ailleurs plus proche de l'anticentre où le gauchissement est nul (voir par exemple López-Corredoira et al. 2002; Vig, Gosh & Ojha 2005).
- Le profil de densité de la surdensité est plus piqué que celui du gauchissement qui produit une surdensité étalée sur toute l'étendue du disque vers $\ell \sim 270^{\circ}$. Cela est directement visible dans la Figure 2.5 en comparant par exemple les profils trouvés pour $240^{\circ} < \ell < 250^{\circ}$ (CMa) et $270^{\circ} < \ell < 280^{\circ}$ (gauchissement).
- Sur la Figure 2.8 CMa s'étend à plus basse latitude que la surdensité de l'hémisphère sud attribuée au gauchissement.
- La comparaison d'observations profondes avec le modèle de Besançon montre la présence d'une séquence principale et d'un *Blue Plume* dans CMa que le modèle, qui inclut un gauchissement, ne reproduit pas. En outre, la comparaison de CMD profonds en $\ell = 240^{\circ}$ et $\ell = 270^{\circ}$ montre un comportement différent et une structure plus étroite sur la ligne de visée en direction de CMa (Bellazzini et al., 2004).
- La vitesse totale des étoiles de CMa est de $v_{tot} = 266 \pm 25 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, ce qui est bien plus élevé que la vitesse attendue pour des étoiles du disque Galactique à ces distances (160 200 km s⁻¹; Chiba & Beers 2000; Soubiran, Bienaymé & Siebert 2003).
- − Le métallicité moyenne des étoiles de CMa, [Fe/H] = −0.9 dex est différente de celle mesurée par Yong, Carney & Teixera de Almeida (2005), Carney, Yong & Teixera de Almeida (2005) et Yong et al. (2006) pour différents traceurs du disque.

Momany et al. (2004) ont cependant proposé que CMa pouvait être entièrement expliquée par la prise en compte d'un simple modèle de gauchissement du disque. Le premier argument de leur réfutation de l'existence d'une structure non Galactique dans *Canis Major* est tout à fait recevable et a été pris en compte dans cette thèse alors qu'il ne l'avait pas été dans l'étude initiale de CMa (Martin et al., 2004). Il s'agit en effet de la correction des valeurs d'extinction de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) proposée par Bonifacio, Monai & Beers (2000).

Ils proposent par ailleurs que la surdensité stellaire peut s'expliquer par un modèle simple du gauchissement Galactique ou le plan Galactique est décalé en $b = -2^{\circ}$ dans l'intervalle $235^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$. S'ils montrent dans leur Figure 2 que cela semble faire disparaître CMa, ils ne tiennent pas compte de répartition des étoiles de la structure sur la ligne de visée. Les histogrammes de gauche de la Figure 4.1 montrent l'effet de l'application du modèle de gauchissement de Momany et al. (2004) à l'échantillon d'étoiles RGB dans l'intervalle $235^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$ et pour $|b'| < 20^{\circ}$, avec b' la latitude par rapport au plan Galactique gauchi. La distribution des étoiles sur la ligne de visée montre toujours une surdensité, certes bien plus faible que précédemment, approximativement à la distance de CMa ($D_{\odot} \sim 8$ kpc). Mais le comportement des étoiles d'avant-plan ($D_{\odot} < 5$ kpc) est tout à fait particulier et montre une importante surdensité d'étoiles dans le nord. Elle est en fait due à l'application du modèle de gauchissement à toutes les étoiles alors que les étoiles à petite distance du Soleil, et donc du centre Galactique, ne devraient pas être concernées par la gauchissement. Le modèle corrige donc d'un gauchissement inexistant ces étoiles et les décale dans l'hémisphère nord, produisant la surdensité observée, très peu réaliste. C'est cette surdensité qui a induit Momany et al. (2004)



FIG. 4.1 - Répartition des étoiles RGB sur la ligne de visée dans la direction de CMa ($235^{\circ} < \ell < 245^{\circ}$) après prise en compte de modèles du gauchissement Galactique. Le modèle de Momany et al. (2004) où le plan Galactique est pris comme $b = -2^{\circ}$ est utilisé à gauche et celui de Yusifov (2004) (voir texte) à droite. Dans les deux cas, les comptages dans l'hémisphère nord apparaissent en rouge et ceux de l'hémisphère sud en noir. Les différences sud/nord sont tracées en pointillés bleus et montrent toujours la surdensité de CMa vers 8 kpc. Le modèle de Momany et al. (2004) sur-corrige les étoiles proches du Soleil et génère une surdensité artificielle dans l'hémisphère nord.

en erreur : lorsqu'ils somment les comptages sur toute la ligne de visée dans leur Figure 2, ce sont ces étoiles du premier-plan faussement attribuées à l'hémisphère nord qui cachent la présence de CMa, bien présente dans l'hémisphère sud.

Avec le gauchissement Galactique maximum à seulement ~ 30° de CMa dans l'hémisphère sud (à $\ell \sim 270^\circ$), il est néanmoins intéressant de vérifier que les modèles actuels du gauchissement ne peuvent expliquer CMa. Pour ce faire, j'utilise le modèle de gauchissement de Yusifov (2004), plus précis que le simple décalage du plan Galactique proposé par Momany et al. (2004) et très proche du modèle proposé plus tard par (Momany et al. 2006 ; voir plus bas). Dans ce modèle, la latitude Galactique, *b*', d'une étoile par rapport au plan Galactique gauchi est recalculée en tenant compte de la distance Galactocentrique de l'étoile. Ainsi une étoile du troisième quadrant Galactique et de coordonnées Galactocentriques (*X*, *Y*, *Z*), se trouve à une distance $Z' = Z - Z_w$ du plan Galactique gauchi avec Z_w défini par :

$$Z_{w} = \begin{cases} C_{W}(D_{GC} - D_{GC,W})^{b_{w}} \sin(\phi - \phi_{W}) + 15 & \text{si} & D_{GC} < D_{GC,Ws} \\ C_{W}(D_{GC,Ws} - D_{GC,W})^{b_{w}} \sin(\phi - \phi_{W}) + 15 & \text{si} & D_{GC} > D_{GC,Ws} \end{cases}$$
(4.1)

Ici, $D_{GC,W}$ est la distance Galactocentrique où le gauchissement commence, et $D_{GC,Ws}$ la distance où le décalage du gauchissement dans l'hémisphère sud reste constant et cesse d'augmenter avec la distance. ϕ est l'angle polaire Galactocentrique, augmentant dans le sens de la rotation Galactique et avec $\phi = 0^{\circ}$ pour le Soleil. b' est ensuite calculée simplement par $b' = \tan^{-1}(Z'/D_{\odot})$. Yusifov (2004) ajuste les paramètres du modèle à partir de la distribution des pulsars dans le disque Galactique et trouve $C_W = 37$, $D_{GC,W} = 6.5$ kpc, $b_W = 1.4$, $\phi_W = 14.5^{\circ}$ et $D_{GC,Ws} = 15.2$ kpc. Il peut sembler inadéquat d'utiliser ce modèle ajusté sur des pulsars à

l'échantillon d'étoiles RGB issu de 2MASS. Rien n'indique en effet que ces deux populations suivent la même distribution Galactique. La Figure 2 de Yusifov (2004) montre néanmoins que son modèle est très proche de ceux obtenus pour d'autres populations (en particulier le modèle de López-Corredoira et al. 2002 obtenu à partir des étoiles du *Red Clump* dans 2MASS; voir aussi plus bas) et il a l'avantage de produire directement et simplement l'évolution du plan gauchi dans la région de CMa.

Les histogrammes à droite de la Figure 4.1 montrent les distribution d'étoiles RGB audessus et en-dessous du disque Galactique après application du modèle de Yusifov (2004). Comme on pouvait s'y attendre, ce modèle affecte beaucoup moins les étoiles du premier plan $(D_{\odot} < 5 \text{ kpc})$ et ne reproduit pas la surdensité d'objets à faible distance dans le nord. Mais il ne permet pas pour autant d'expliquer la surdensité d'étoiles vers $D_{\odot} \sim 8 \text{ kpc}$. Même s'il n'a pas était déterminé sur des étoiles RGB, ce n'est qu'à plus grande distance, et au-delà de la majeure partie de CMa, que les autres modèles commencent à en différer sensiblement (voir leur Figure 2).

De plus, la faible épaisseur de CMa avec une largeur à mi-hauteur de seulement 1.9 ± 0.3 kpc mesurée après soustraction du modèle dans cette région est difficilement explicable avec un gauchissement lisse et présent sur l'étendue du disque Galactique à partir du cercle solaire. Il pourrait être avancé que la surdensité stellaire, visible dans les différences de comptages nord/sud pourrait être due à un disque gauchi qui s'incurve à nouveau vers le plan Galactique près de son bord, comme cela a été mis en évidence pour le gauchissement du disque gazeux (Burton, 1988). Dans un tel cas, on s'attendrait en effet à ce que les étoiles s'accumulent sur la ligne de visée au moment où le gauchissement remonte vers $b = 0^{\circ}$. Cependant, cela se produit à une distance du centre Galactique, 18 kpc, bien plus grande que la distance mesurée pour CMa (13.2 kpc). À la distance estimée de CMa, le disque Galactique gazeux plonge doucement et de manière régulière vers les latitudes plus basses (Burton, 1988).

Nous avons par ailleurs montré dans Bellazzini et al. (2006) que l'échantillon d'étoiles du *Red Clump* peut être utilisé pour séparer une composante due à CMa et une autre, bien plus étendue, qui possède les caractéristiques du gauchissement Galactique. L'échantillon est aussi utilisé pour montrer que le modèle de gauchissement de López-Corredoira et al. (2002) ne peut pas non plus reproduire CMa. López-Corredoira (2006) montre néanmoins que le modèle de López-Corredoira et al. (2002) pourrait rendre compte des cartes de Bellazzini et al. (2006) (Figure 2.10) en modifiant légèrement les paramètres dans leurs incertitudes. En fixant la ligne des nœuds à un angle azimuthal Galactocentrique de $\phi_W = 10^\circ$ (définit comme dans l'équation 4.1) la carte des surdensités du modèle depuis le pôle nord Galactique montre un accord raisonnable avec la Figure 2.10. Mais le modèle fixe le plan Galactique gauchi à une latitude de $b = -4.5^\circ$ (contre $b = -2.9^\circ$ avec les paramètres précédents du modèle) en direction de CMa, ce qui est bien supérieur au gauchissement observé dans le gaz, la poussière ou même les étoiles dans le modèle de Momany et al. (2006) et semble très improbable.

Momany et al. (2006) ont suivi une approche différente de la mienne à partir de l'échantillon des étoiles RGB de 2MASS et tentent d'expliquer entièrement la surdensité par un gauchissement Galactique en en ajustant tous les paramètres. S'ils en concluent que les surdensités nord/sud des étoiles RGB sont très similaires aux observations du gauchissement dans la poussière et dans le gaz, il est pour le moins étonnant de constater sur leur Figure 9 que la seul différence entre les différents jeux de données vient précisément d'une importante surdensité dans l'hémisphère sud en $200^{\circ} < \ell < 260^{\circ}$. De plus, leurs comptages étant effectués en incluant les régions à forte extinction, ils sous-estiment le nombre d'étoiles dans ces régions où leur correction de l'extinction devient hasardeuse. Or, à la longitude de CMa, l'extinction

est plus importante dans le sud que dans le nord, ce qui tend encore à diminuer l'importance de la surdensité. Enfin, leur conclusion majeure est que le modèle de Yusifov (2004) rend bien compte du comportement du gauchissement à la distance de CMa. Or, nous avons vu plus haut et Figure 4.1 que la prise en compte de ce modèle ne permet pas d'expliquer la surdensité d'étoiles dans l'hémisphère sud.

Outre cette difficulté des modèles du gauchissement Galactique à reproduire la surdensité, la séquence principale et le Blue Plume trouvés dans CMa sont visibles jusque dans l'anticentre, où aucun gauchissement n'est attendu. En effet dans les études des amas NGC 2099 $(\ell, b) = (178^\circ, +3.1^\circ)$ et NGC 2168 $(\ell, b) = (187^\circ, +2^\circ)$ par Bragaglia & Tosi (2006), Be 22 $(\ell, b) = (208^\circ, +4^\circ)$ par D'Orazi et al. (2006) et Be 17 $(\ell, b) = (176^\circ, -4^\circ)$ par Bragaglia et al. (2006), les CMD montrent tous, outre la séquence principale de l'amas étudié, la séquence principale et le *Blue Plume* montrés Figure 2.7 et dans Martínez-Delgado et al. (2005). Bragaglia et al. (2006) ont calculé une distance héliocentrique de ~ 4.7 kpc pour cette population, compatible avec le comportement de CMa vers l'anticentre (voir Figure 2.8). Cette population n'étant pas visible dans toute les directions du disque gauchi, il est nécessaire d'invoquer une population qui se rajoute au disque, à basse latitude, et qui est présente sur tout l'intervalle de longitude $170^\circ \lesssim \ell \lesssim 260^\circ$.

4.2 ... un bras spiral caché?...

La découverte par McClure-Griffiths et al. (2004) d'un bras spiral dans les régions externes du disque Galactique (18 < D_{GC} < 24 kpc) dans les troisième et quatrième quadrants Galactiques (255° < ℓ < 320°) oblige à une comparaison avec les observations faites au centre de CMa (230° < ℓ < 250°). La relation vitesse radiale – longitude Galactique que suit l'hydrogène neutre dans le bras spiral (Figure 1 de McClure-Griffiths et al. 2004) montre néanmoins une très faible dispersion de vitesses, incompatible avec la distribution des étoiles RC de CMa dans l'espace des phases. De plus, les étoiles d'un bras spiral sont en rotation circulaire autour de la Voie Lactée et faire cette hypothèse pour les étoiles de la surdensité produit des vitesses de rotation qui varient de près de 100 km s⁻¹ à une distance donnée, ce qui est hautement improbable pour des étoiles du disque. La surdensité de *Canis Major* ne peut donc être reliée au bras spiral découvert par McClure-Griffiths et al. (2004).

Carraro et al. (2005) puis Mointinho et al. (2006) ont quant à eux utilisé des observations d'amas dans le troisième quadrant Galactique ($217^{\circ} < \ell < 260^{\circ}$) pour suivre la population du *Blue Plume* qui avait d'abord été mise en évidence dans la région de CMa. Alors que Bellazzini et al. (2004) estiment que cette population a un âge de 1 à 2 milliards d'années, Carraro et al. (2005) déterminent quant à eux un âge inférieur à 100 millions d'années, compatible avec les régions de formation stellaire qui sont attendues dans un bras spiral. Nous avons vu § 3.3.3 qui les mouvements propres mesurés à partir des étoiles RC de CMa et ceux obtenus par Dinescu et al. (2005) ne sont pas compatibles. Cela pourrait indiquer qu'un bras spiral (tracé par les étoiles du *Blue Plume*) se superpose à la surdensité de CMa (tracée par les étoiles RGB et RC dans 2MASS) dans cette région du ciel. Mais la Figure 2 de Mointinho et al. (2006) (dans laquelle ils cartographient les différentes apparition du *Blue Plume*) montrent, contrairement à leur conclusion, que cette population ne suit pas les nuages de CO qui appartiennent au bras spiral. En effet, toutes les détections se trouvent 0.5 kpc plus au sud que les nuages moléculaires. L'association du *Blue Plume* avec ceux-ci est donc bien moins évidente qu'ils le laissent penser.

Enfin, les étoiles de CMa ont un âge intermédiaire compris entre 4 et 10 milliards d'années alors que les bras spiraux contiennent des populations jeunes, ce qui rend difficile l'association de la séquence principale visible dans les CMD au centre de la surdensité avec un bras. De plus, le disque de la galaxie semble croître depuis les régions intérieures de la galaxie avec le temps (Brook et al., 2006). Les régions extérieurs du disque doivent donc contenir des populations plutôt jeunes, là encore difficilement compatibles avec l'âge des étoiles de CMa.

La théorie d'un bras spiral peut donc difficilement expliquer les mesures de vitesses radiales et d'âge présentées pour les étoiles RC, RGB ou de la séquence principale dans le chapitre précédent et même les étoiles du *Blue Plume* dont aucune vitesse radiale n'est disponible à ce jour pourraient ne pas suivre les nuages moléculaires qui appartiennent aux bras spiraux détectés jusqu'à présent.

4.3 ...ou les traces d'une accrétion dans le plan Galactique?

L'hypothèse de la surdensité de *Canis Major* produite par l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan Galactique a l'avantage de ne pas nécessiter un changement important des modèles du disque de la Voie Lactée. De plus, un tel phénomène explique naturellement la plupart des observations effectuées dans la région de CMa (morphologie, profils radiaux de la structure, relation distance – vitesse radiale, métallicité différente de celle du disque), mais aussi les observations de l'Anneau de la Licorne ou peut-être encore les étoiles céphéides que Yong et al. (2006) ont trouvé dans le deuxième quadrant Galactique.

En suivant cette hypothèse, les caractéristiques de la surdensité sont très proches de celles de la galaxie naine du Sagittaire. La magnitude totale des étoiles de la surdensité est mesurée comme étant $M_V \sim -14.5$, que ce soit en utilisant les étoiles de la séquence principale (Martínez-Delgado et al., 2005) ou les étoiles RC dans 2MASS (Bellazzini et al., 2006). Majewski et al. (2003) ont mesurée $M_V = -13.3$ pour Sgr, ce qui est très comparable, surtout au vu de la difficulté de séparer les étoiles de la surdensité de celles du disque Galactique légèrement gauchi à ces longitudes (Bellazzini et al., 2006). De plus, les dimensions de la galaxie du Sagittaire si elle était placée à la distance de CMa s'étendraient sur une région similaire à celle de la surdensité (Bellazzini et al., 2006). Enfin, la métallicité de la surdensité ([Fe/H] = -0.9) et sa magnitude montrent qu'elle suit la relation $[Fe/H] - M_V$ suivie par les galaxies naines de la Voie Lactée (Mateo 1998 ou Figure 8.12 dans le chapitre 8).

Afin de tester cette hypothèse plus avant, j'ai effectué des simulations *N*-corps de l'accrétion d'une naine dans le plan Galactique afin de reproduire les observations présentées dans les chapitres 2 et 3. L'absence de données suivant d'autres lignes de visée que le centre de la surdensité rend prématuré un parcours systématique de l'espace des paramètres de l'accrétion (caractéristiques de la naine, orbite de la naine, potentiel Galactique, masse du disque, réponse du disque à l'accrétion...) comme l'ont par exemple fait Peñarrubia et al. (2005) pour reproduire l'Anneau de la Licorne. Du fait du grand nombre de paramètres à ajuster, les simulations ne couvrent pas l'ensemble de l'espace des paramètres mais ont été ajustées itérativement pour reproduire les observations.

L'idée de départ de ces simulations est que l'orbite de la naine, initialement entourée d'un halo de matière noir relativement massif ($\gtrsim 10^9 \, M_{\odot}$), s'aplatit et se circularise par effet de friction dynamique au cours de sa vie dans le halo de matière noire de la Voie Lactée (voir par exemple Peñarrubia, Kroupa & Boily 2002). Ce n'est que lors des derniers milliards d'années qu'elle est suffisamment proche de la Galaxie et que les forces de marée sont assez importantes

pour lui arracher ses étoiles. Les contraintes observées de la surdensité ne sont pas suffisamment nombreuses pour envisager de reproduire avec efficacité les paramètres initiaux de son orbite. Seuls les derniers trois milliards d'années de l'accrétion sont donc simulés. Pour les mêmes raisons, le potentiel de la Voie Lactée est pris comme statique; c'est-à-dire que les composantes Galactiques, et en particulier le disque, ne réagissent pas au passage de la naine. Bien que ce soit clairement une approximation, elle permet de réduire grandement les paramètres de l'orbite et d'appréhender plus facilement le comportement de la naine. Les simulations ainsi effectuées donnent donc des résultats qualitatifs plutôt que quantitatifs mais elles sont une étape indispensable pour tester l'hypothèse d'une accrétion, tout en étant beaucoup moins coûteuses en temps de calcul.

Le potentiel Galactique utilisé est le potentiel 2b de Dehnen & Binney (1998a) mais avec le halo modélisé par un halo NFW sphérique (Navarro, Frenk & White, 1997). La galaxie naine est composée de 10^5 particules et représentée par un modèle de King de $5 \times 10^8 \,\mathrm{M}_{\odot}$, avec un rayon de marée de 2.7 kpc et un paramètre de concentration $W_0 = 3.25$. Les orbites testées ont des caractéristiques similaires à celles des étoiles de CMa. Elles sont intégrées en arrière dans le temps pendant trois milliards d'années pour déterminer le point de départ (position et vitesses) où est placé le modèle de galaxie naine qui est ensuite intégré sur trois milliards d'années. Les simulations sont effectuées avec l'intégrateur gyrfalcON (Dehnen, 2000, 2002) fourni dans le package NEMO (Teuben, 1995)¹.

La simulation qui montre le meilleur accord avec les observations de CMa est présentée Figure 4.2 depuis le pôle nord Galactique et Figure 4.3 dans différents espaces de paramètres. Cette simulation reproduit la surdensité de CMa avec les restes du progéniteur dans le sud vers $\ell \sim 240^\circ$ et qui s'étendent $\sim 20^\circ$ autour de cette ligne de visée. La distance à la naine est aussi de l'ordre de 7 à 8 kpc comme mesuré dans 2MASS et les mouvements propres trouvés au centre du progéniteur sont de $\mu_{\ell}^* \sim -4$ mas, très proche de la valeur déterminée dans le chapitre précédent (-4.1 ± 0.4 mas/an) et $\mu_b \sim +2$ mas/an. Cette dernière valeur est plutôt différente des -0.5 ± 0.6 mas/an mesurés au centre de CMa mais le mouvement propre en latitude Galactique, et donc les oscillations de la naine autour du plan Galactique, sont sensibles à la masse du disque de la Voie Lactée. C'est donc un des paramètres les plus difficiles à contraindre sans plus d'observations dans d'autres directions. L'accrétion d'une naine donne donc une reproduction très satisfaisante des observations.

Durant son accrétion, la galaxie naine laisse échapper des traînées d'étoiles qui expliquent aisément les observations d'une séquence principale similaire à celle de CMa jusqu'aux longitudes de l'anticentre (Kalirai et al., 2003; Bragaglia & Tosi, 2006; Bragaglia et al., 2006; D'Orazi et al., 2006). De plus, ces traînées stellaires s'enroulent naturellement en anneau autour de la Galaxie tout en restant confinée au plan Galactique ($|b| < 40^\circ$). Elles sont majoritairement confinées dans la région entre 10 et 20 kpc du centre Galactique vers l'anticentre. Or ce sont précisément les caractéristiques qui sont observées pour l'Anneau de la Licorne. Les particules de la simulation dans ces traînées ont des vitesses radiales et des distances qui sont proches des détections de l'Anneau (Figure 4.2). Il existe même une partie des structures ainsi créées qui sont similaires à la structure de Triangulum/Andromeda (Rocha-Pinto et al., 2004; Majewski et al., 2004b). Il convient ici de rappeler qu'à aucun moment, les observations de l'Anneau n'ont été utilisées pour contraindre cette simulation. Une telle structure apparaît donc naturellement à l'issue de l'accrétion d'une galaxie naine reproduisant les caractéristiques de la surdensité de CMa.

L'hypothèse d'une accrétion pour former CMa résout donc à la fois l'origine de la sur-

¹NEMO est un ensemble de programmes qui permettent de représenter facilement les résultats de simulations.



FIG. 4.2 - Vue du pôle Galactique de la simulation reproduisant le mieux les caractéristiques de CMa. Le Soleil est représenté par le symbole en (X, Y) = (-8 kpc, 0 kpc) et les cercles en pointillés indiquent les distances de 10, 15 et 20 kpc du centre Galactique. La couleur des particules code leur vitesse radiale. CMa est reproduite par les restes de la galaxie naine qui se trouvent en $(X, Y) \sim (-12 \text{ kpc}, -6 \text{ kpc})$. L'accrétion produit naturellement des traînées de marée qui s'enroulent en anneau autour du disque Galactique.

Chapitre 4 – De la nature de la surdensité de Canis Major



FIG. 4.3 - Répartition des particules de la simulation sur le ciel et dans les espaces (ℓ, v_r) et (ℓ, D_{\odot}) (points noirs). Les détections de l'Anneau de la Licorne sont aussi représentés par les étoiles rouges (SDSS; Newberg et al. 2002; Yanny et al. 2003), le point bleu (derrière CMa; voir chapitre 5), le triangle rose (devant la galaxie naine de *Carina*; voir chapitre 5) et le carré orange (devant la galaxie d'Andromède; Ibata et al. 2003 et chapitre 5). Les traînées produites par la naines montrent un bon accord avec ces détections, sans que celles-ci aient été utilisées pour contraindre l'orbite du progéniteur.

densité mais aussi le mécanisme de formation de l'Anneau de la Licorne. Il reste néanmoins deux points qui ne sont pas résolus par un tel scénario. Tout d'abord, si une relation distance – vitesse radiale similaire aux observations existe en centre du progéniteur à l'issue de la simulation, elle possède une faible dispersion de vitesse provenant de la faible dispersion de vitesse de la naine accrétée ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ similaire aux 11 km s^{-1} mesurés au centre de Sgr, Ibata et al. 1997) et non pas un profil en créneau comme on peut le voir Figure 3.6. De plus les étoiles *RR Lyrae*, généralement présentes dans les galaxies naines car très anciennes, ne montrent pas une forte surdensité dans la région de CMa, même si quelques étoiles ont été mises en évidence à des distances compatibles avec CMa (Kinman, Saha & Pier, 2004; Mateu et al., 2006).

Des mesures d'abundances chimiques dans les étoiles de CMa seraient par ailleurs bienvenues et devraient permettre de conclure sur la possible origine extra-galactique de la surdensité. En effet, les étoiles du disque Galactique montre une faible dispersion de leur taux [α /Fe] (Venn et al., 2004; Soubiran & Girard, 2005) et des taux différents pour les étoiles de CMa serait un bon indicateur d'une origine extra-Galactique.

4.4 Conclusions

Si les observations, en particulier les vitesses radiales mesurées dans la région centrale de CMa, sont difficilement compatibles avec l'hypothèse selon laquelle la surdensité est due à un bras spiral, il est possible de trouver des modèles de gauchissement du disque Galactique (voir par exemple Momany et al. 2006) et de l'accrétion d'une naine qui sont compatibles avec les observations. Cependant, l'ajustement d'un modèle entièrement libre du gauchissement Galactique sur les asymétries observées dans le distribution des étoiles RC ou RGB de 2MASS permet toujours de trouver un modèle satisfaisant de celles-ci, sans pour autant qu'il soit physiquement plus justifié que l'hypothèse d'une accrétion. Dans ce cas, ce sont en effet les différences entre modèle et observations qui ont un rôle important dans la discrimination et non pas le comportement global du gauchissement. Or, les modèles de disques gauchis ne peuvent expliquer complètement l'importante surdensité qui apparaît localisée vers $\ell \sim 240^\circ$. De plus, même si la cinématique ou la métallicité attendues pour les étoiles d'un gauchissement ne sont pas connues avec précision, il n'y a *a priori* pas de raison particulière qu'elles soient très différentes de celles du disque Galactique à ces distances. Or, nous avons vu dans le chapitre précédent qu'elles ne sont pas comparables ($v_{tot} = 266 \text{ km s}^{-1}$ et [Fe/H] = -0.9 dans CMa contre $v_{\text{tot}} \sim 180 \,\text{km}\,\text{s}^{-1}$ et [Fe/H] ~ -0.5 dans le disque).

L'hypothèse d'une accrétion a l'avantage de ne pas avoir à reproduire les caractéristiques d'étoiles du disque *et* de CMa et permet donc plus facilement de s'approcher des observations. Cette hypothèse a aussi l'avantage d'expliquer simplement d'autres phénomènes observés autour de la Voie Lactée comme l'Anneau de la Licorne pour lequel aucun progéniteur satisfaisant n'a encore été trouvé (même si celui-ci a pu être entièrement détruit par les forces de marée de la Galaxie). Enfin, elle permet de reproduire naturellement l'orbite des étoiles de CMa puisque les étoiles issues du progéniteur suivent son orbite et non celle du disque. La métallicité plus faible que celle des étoiles du disque s'explique aussi par une histoire stellaire différente. Enfin, il est intéressant de noter que l'étude de la galaxie d'Andromède a révélé un disque diffus qui s'étend jusqu'à au moins ~ 40 kpc du centre de cette galaxie et qui semble formé par les restes de structures accrétées, très semblables à CMa et à l'Anneau de la Licorne (Ibata et al. 2005 et voir Figure 1.7). À l'image de la simulation présentée plus haut, Peñarrubia, McConnachie & Babul (2006) proposent que l'accrétion d'une naine relativement massive ($10^9 - 10^{10} M_{\odot}$) peut reproduire un tel disque. Une accrétion dans le plan Galactique

semble donc naturellement expliquer CMa.

L'absence apparente d'étoiles très anciennes comme les *RR Lyrae* et les particularités de la distribution des étoiles de CMa dans l'espace des phases poussent néanmoins à de nouvelles observations avant de pouvoir définitivement conclure sur l'origine de la surdensité de *Canis Major*. En particulier, il serait souhaitable :

- d'étendre les observations d'étoiles RC et RGB pour observer les limites de la relation distance – vitesse radiale en distance et le long d'autres lignes de visée;
- de mesurer les vitesses radiales des étoiles du *Blue Plume* pour confirmer ou infirmer leur lien avec les étoiles RC et RGB qui permettent de tracer CMa;
- de mesurer les abondances chimiques des étoiles de CMa et déterminer si elles présentent un taux [α /Fe] compatible avec les étoiles du disque Galactique ;
- de cartographier la région de CMa avec des observations plus profondes que 2MASS (l'importante extinction à l'approche du disque est cependant très gênante pour suivre le profil de la surdensité suivant un axe perpendiculaire au disque).

Toutes ou partie de ces observations permettront en outre d'affiner les simulations et en particulier d'étudier la réponse du disque à une accrétion de naine et si une telle accrétion peut être responsable de la formation du gauchissement qui est maximum dans le sud à seulement $\sim 30^{\circ}$ de CMa.

Chapitre 5

De nouvelles détections de l'Anneau de la Licorne

L'ANNEAU DE la Licorne a été mis en évidence par Newberg et al. (2002) dans leur étude d'une version préliminaire du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) à basse latitude Galactique. Révélée par une séquence principale à une distance Galactocentrique de ~ 18 kpc et confinée dans le plan Galactique ($|b| < 30^\circ$) pour quatre lignes de visée vers l'anticentre (180° < $\ell < 225^\circ$), cette structure n'a pas les caractéristiques attendues du disque Galactique. En utilisant des observations faites à l'*Isaac Newton Telescope* avec la camera grand champ *Wide Field Camera* (INT/WFC) Ibata et al. (2003) ont montré que cette structure est en fait présente dans les deuxième et troisième quadrants Galactiques et qu'elle entoure le disque de la Voie Lactée comme un Anneau. La mesure des vitesses radiales de cette population montre qu'elle est cinématiquement froide, avec une faible dispersion en vitesse radiale, comprise entre 15 et 25 km s⁻¹ (Yanny et al., 2003), là encore inattendue pour des étoiles du disque Galactique. Ces caractéristiques amènent à penser que cette structure a été créée par l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan de la Galaxie et que l'on observe actuellement la ou les traînée(s) de marée qu'elle a produite(s), et enroulée(s) autour de la Voie Lactée.

Depuis, plusieurs auteurs ont cherché à délimiter cette structure et à mieux la caractériser en mesurant l'évolution de la vitesse radiale de ses étoiles. Rocha-Pinto et al. (2003) ont utilisé le catalogue 2MASS pour sonder la distribution des géantes de type M de l'Anneau et ont montré qu'il est présent dans l'hémisphère nord sur tout l'intervalle $120^{\circ} \lesssim \ell \lesssim 270^{\circ}$ et par endroit dans l'hémisphère sud, dans les deux cas à basse latitude ($|b| < 35^{\circ}$). Conn et al. (2005) ont étendu le relevé INT/WFC et montré que l'Anneau est présent dans tout le second quadrant Galactique pour $|b| < 30^{\circ}$ mais qu'il semble avoir disparu en $\ell \sim 90^{\circ}$. De nouvelles contraintes cinématiques ont été apportées par Crane et al. (2003) dans leur étude spectroscopique de géantes M appartenant potentiellement à la structure dans la direction de l'anticentre ($150^{\circ} < \ell < 230^{\circ}$ et $|b| < 40^{\circ}$). Ils ont montré que la plupart de ces objets sont effectivement des étoiles de l'Anneau. Ils ont en outre montré que leur échantillon était bien représenté par une population en orbite circulaire prograde autour de la Voie Lactée à une distance Galactocentrique de 18 kpc et avec une vitesse de rotation de 220 km s⁻¹. La dispersion des vitesses de leur échantillon autour de ce modèle, $20 \pm 4 \, \mathrm{km} \, \mathrm{s}^{-1}$, est en bon accord avec les valeurs trouvées par





FIG. 5.1 - À gauche : Distribution des étoiles RGB observées dans la région de CMa avec le 2dF (231.5° < $\ell < 248.5^{\circ}$ et $-11.8^{\circ} < b < -3.8^{\circ}$). Les étoiles sélectionnées comme appartenant à l'Anneau de la Licorne sont délimitées par les deux lignes pointillées. À *droite* : Distribution en vitesse dans le référentiel Galactique au repos de ces étoiles (histogramme noir). Elles sont ajustées par une Gaussienne centrée en $v_{gsr} = -61 \text{ km s}^{-1}$ et de dispersion $\sigma_{vr} = 18 \text{ km s}^{-1}$ (courbe rouge). La prise en compte des seules étoiles ayant $(J - K_s)_0 > 0.95$ produit les mêmes résultats (histogramme et courbe bleus) et indique que la contamination par les naines Galactiques ne sont pas un problème ici.

Yanny et al. (2003). Cependant, leur échantillon étant majoritairement situé dans l'anticentre où l'orbite de l'Anneau est presque perpendiculaire à la ligne de visée, il n'apporte que peu de contraintes sur l'ellipticité de l'orbite.

Pour mieux caractériser cette structure, surtout dans les régions plus éloignées de l'anticentre, j'ai entrepris une recherche de l'Anneau dans plusieurs jeux de données qui sont à ma disposition :

- en utilisant les étoiles RGB du relevé AAT/2dF présenté dans le chapitre 3 et qui couvre la région de CMa, j'ai pu mettre l'Anneau en évidence derrière la galaxie naine vers $(\ell, b) \sim (240^\circ, -8^\circ)$ et déterminer sa vitesse radiale ;
- en utilisant des données d'archives VLT/FLAMES de la galaxie naine de *Carina*, j'ai aussi pu mettre en évidence une population, sans doute l'Anneau, vers (ℓ , b) = (260°, -22°) et déterminer sa vitesse radiale ;
- enfin, des observations Keck/DEIMOS de la galaxie d'Andromède (M31) m'ont permis de déterminer la vitesse radiale des étoiles de l'Anneau situées en avant-plan vers (ℓ , b) ~ (122°, -22°).

Après avoir présenté ces nouvelles détections (§ 5.1), j'analyserai rapidement les contraintes qu'elles apportent sur les modèles de l'Anneau (§ 5.2).

5.1 Trois nouvelles détections de l'Anneau

5.1.1 En direction de la surdensité de Canis Major

Dans le chapitre 3, j'ai montré que les étoiles RGB qui ont été observées avec le 2dF dans la direction de CMa incluent un groupe d'étoiles derrière la surdensité, aux distances attendues pour l'Anneau. Le cadre de gauche de la Figure 5.1 montre la distribution dans l'espace de toutes les géantes M des six champs observés avec 2dF dans la région 231.5° < ℓ < 248.5° et $-11.8^{\circ} < b < -3.8^{\circ}$. Cette région étant relativement grande, les vitesses radiales v_{gsr} , sont corrigées du mouvement solaire et exprimées dans le référentiel Galactique au repos. La distribution des vitesses radiales des étoiles ayant $17 < D_{GC} < 21$ kpc est présentée dans le cadre de droite et montre bien une population de faible dispersion de vitesses. L'application d'un algorithme de maximum de vraisemblance avec un modèle gaussien lui donne une vitesse moyenne de -61 ± 5 km s⁻¹ et une dispersion de seulement 18^{+4}_{-2} km s⁻¹ (cette faible dispersion subit par ailleurs les effets systématiques du 2dF qui pourraient avoir pour effet de l'augmenter). La distance médiane des étoiles de ce groupe est de 18.5 kpc.

Etant donnée la relativement grande distance de ces objets, il est très improbable qu'ils soient liés à la surdensité de Canis Major, d'autant plus que ce groupe d'objets semble séparé des étoiles du disque et de CMa aux alentours de 17 kpc (voir Figure 5.1, à gauche). Il semble aussi improbable que ces étoiles aient une origine Galactique; en effet, la restriction de l'échantillon aux objets les plus rouges ($(J - K_s)_0 > 0.95$, histogramme bleu clair et ajustement bleu dans le cadre de droite de la Figure 5.1) ne modifie pas sensiblement la distribution alors que c'est surtout pour $(J - K_s)_0 < 0.95$ que des naines d'avant-plan pourraient contaminer l'échantillon. De même, ces objets sont au-delà de la limite attendue de $\sim 15 \, \text{kpc}$ pour le disque Galactique (voir par exemple Ruphy et al. 1996) et ont surtout une dispersion de vitesse faible par rapport aux populations Galactiques (voir par exemple Soubiran, Bienaymé & Siebert 2003). A contrario, la distance et la dispersion de vitesse correspondent aux valeurs trouvées pour l'Anneau. En particulier, l'étude de géantes M de l'Anneau effectuée par Crane et al. (2003), qui s'étend respectivement jusqu'à $\ell \sim 220^\circ$ et $\ell \sim 240^\circ$ dans les hémisphères sud et nord, donne des résultats très similaires avec $D_{GC} = 18$ kpc et une dispersion de 20 ± 4 km s⁻¹. J'en conclus donc que le groupe d'étoiles mis en évidence derrière CMa correspond à une extension de l'Anneau vers des longitudes plus élevées.

5.1.2 En direction de la galaxie naine de Carina

5.1.2.1 Les données

Les observations FLAMES de *Carina* sont issues des archives publiques de l'ESO¹. Elles représentent 14 pointages différents autour de la galaxie naine et ciblent les étoiles de sa branche des géantes, observées dans l'infrarouge proche, autour du triplet de CaII. Le temps d'intégration total de chaque pointage est typiquement de 15 000 secondes, ce qui assure un excellent rapport signal-sur-bruit (supérieur à 20 pour chaque pixel de 0.2 Å). Les observations et les données de calibration ont été téléchargées et traitées par le pipeline standard fourni par l'ESO. Au moment où les données ont été réduites, le pipeline ne tenait pas compte de la sous-traction des raies du ciel. Les dernière étapes de la réduction ont donc été effectuées en utilisant le pipeline développé pour le projet *DART* (voir par exemple Tolstoy et al. 2004). Celui-ci com-

¹http://www.eso.org/archive, projet 171.B-0520(A)

bine les différentes observations d'un même champ, combine ensuite les observations du ciel pour former un spectre générique du ciel et ensuite normalise, décale (si nécessaire) et met à la même résolution le ciel et le spectre de l'objet avant de soustraire le ciel. Un modèle du triplet de CaII est ensuite ajusté sur chaque spectre d'objet pour en calculer la vitesse radiale.

Les observations photométriques que j'utilise dans cette partie pour construire le CMD de la région étudiée sont aussi issues des archives ESO² et comprennent quatre poses dans les bandes V et I obtenues par la camera grand champ ESO/WFI. Les données couvrent environ 1×1 degré-carré, centrées sur la galaxie naine de *Carina*. Elles ont été réduites avec le pipeline CASU développé par Irwin & Lewis (2001) et qui est particulièrement adapté à la réduction d'observations grand-champ. La correction de l'extinction, E(B - V), est effectuée à partir des cartes de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998), en appliquant les relations

$$I_0 = I - 1.76 \cdot E(B - V) V_0 = V - 3.10 \cdot E(B - V)$$
(5.1)

où I_0 et V_0 sont les magnitudes dérougies.

5.1.2.2 Analyse

La distribution des vitesses radiales de toutes les étoiles observées en direction de *Carina* est présentée à gauche de la Figure 5.2. Près de la moitié de l'échantillon est regroupée en un pic de faible dispersion à $v_r \sim 220 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ produit par les étoiles de la branche des géantes de *Carina*, cibles de ces observations. En revanche, les étoiles possédant $v_r < 180 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ doivent être des étoiles situées à l'avant-plan et d'origine Galactique, c'est-à-dire qui appartiennent au disque fin, au disque épais et/ou au halo. L'application d'un algorithme de maximum de vraisemblance avec un modèle bi-modal montre cependant qu'elles sont bien représentées par deux Gaussiennes, de vitesses moyennes et dispersions (μ_A , σ_A) = ($49 \pm 7 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, $33 \pm 2 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$) et (μ_B , σ_B) = ($145 \pm 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, $17 \pm 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$) avec un ratio de 9 pour 1 entre les populations A et B³. Si les caractéristiques de la première population correspondent à ce qui est attendu pour le disque fin de la Voie Lactée, la dispersion de la population B semble trop faible pour être produite par une population Galactique.

Dans le CMD de cette région du ciel (Figure 5.2, à droite), la population A ($v_r < 110 \text{ km s}^{-1}$) est représentée par les cercles bleus tandis que la population B ($110 < v_r < 180 \text{ km s}^{-1}$) apparaît sous forme de points rouges. Les distributions des deux populations sont différentes, indiquant une réelle différence d'origine entre elles. Les étoiles A sont largement réparties en couleur et correspondent, là encore, à ce qui est attendu pour les étoiles du disque Galactique en avant-plan dont les séquences principales à différentes distances sur la ligne de visée s'étendent des limites rouges ($(V - I)_0 \sim 2.5$; $V_0 \gtrsim 20$) vers les parties bleues ($0.6 \lesssim (V - I)_0 \lesssim 1.0$; $V_0 \lesssim 20$) du CMD. La population B est quant à elle confinée au bord bleu de l'échantillon, la plupart de ses étoiles ayant (V - I) $_0 < 1.3$ (et parmi les 3 étoiles audelà de cette limite, la seule à en être vraiment éloignée est presque une étoile de la population A puisque sa vitesse radiale n'est que de 112 km s⁻¹). Parmi les différentes composantes Galactiques, seul le halo pourrait reproduire une telle coupure en couleur, mais sa dispersion

²projet ESO Imaging Survey

³L'application du test KMM (Ashman, Bird & Zepf, 1994) donne une probabilité inférieure à 10^{-3} que la distribution des vitesses radiales ayant $v_r < 180 \text{ km s}^{-1}$ est mieux représentée par une simple gaussienne plutôt qu'une population bi-modale.



FIG. 5.2 - À gauche : Distribution des vitesses de l'ensemble des étoiles de l'échantillon FLAMES. Le pic à $v_r \sim 220 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ est dû aux étoiles de *Carina*. Les étoiles avec $v_r < 180 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ sont bien représentées par un modèle à deux Gaussiennes (représenté en rouge) produit par deux populations A et B respectivement centrées sur 49 ± 7 et 145 ± 5 km s⁻¹ et de dispersion 33 ± 2 et $17 \pm 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$. À *droite* : Diagramme couleur-magnitude ESO/WFI de la région de *Carina*. Les étoiles du *Red Clump* de la galaxie naine créent la surdensité visible autour de $V_0 \sim 20.5$ et $(V - I)_0 \sim 0.7$. Les étoiles ciblées par FLAMES et choisies le long de la branche des géantes de *Carina* sont mises en évidence par des cercles bleus pour les étoiles dont la vitesse radiale est inférieure à $110 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ (population A) et par des points rouges pour celles ayant $110 < v_r < 180 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ (population B). Les deux populations ont des distributions très différentes puisque quasiment toutes les étoiles de la population B sont plus bleues que $(V - I)_0 = 1.3$. La boîte de sélection utilisée pour la comparaison avec le modèle de Besançon est délimitée en vert.

en vitesse est de $\sim 100\,km\,s^{-1}$ (voir par exemple Gould 2003) et bien différente des $17\,km\,s^{-1}$ mesurés pour la population B.

Comme la faible dispersion mesurée est potentiellement due à l'application d'un modèle bimodal mal adapté aux données, il est nécessaire de s'attarder sur le nombre d'étoiles du halo attendus dans l'échantillon en direction de *Carina*, c'est-à-dire vers $(\ell, b) = (260^\circ, -22^\circ)$. En s'appuyant sur le modèle de Besançon de synthèse de populations stellaires (Robin et al., 2003), il doit y avoir moins de 225 étoiles par degré-carré dans cette direction et dans la boite de sélection représentée en vert sur la Figure 5.2, indépendamment de la vitesse radiale. Étant donné que les observations FLAMES couvrent environ 0.25 degrés-carrés, l'échantillon devrait contenir moins de 60 étoiles du halo s'il était complet. De plus, en faisant l'hypothèse que la Voie Lactée est entouré d'un halo stellaire sans rotation et de 100 km s⁻¹ de dispersion, il devrait y avoir au plus 15 étoiles dans l'intervalle $110 < v_r < 180 \text{ km s}^{-1}$ s'il était complet. Enfin, comme dans la boîte de sélection de la Figure 5.2 la complétude est de moins de 5%, il est très improbable que les 56 étoiles de la population B appartiennent au halo de la Galaxie. J'en conclus donc que la population B est due à une structure stellaire non Galactique, située devant la galaxie naine de *Carina* et qui possède une vitesse moyenne de 145 ± 5 km s⁻¹ et une dispersion de 17 ± 5 km s⁻¹.

L'Anneau ayant été mis en évidence derrière CMa (cf. section précédente) à seulement 20 degrés de longitude de la structure présente devant *Carina*, celle-ci pourrait être une nouvelle détection de l'Anneau. Les précédentes détections de l'Anneau se sont principalement appuyées sur la présence d'une séquence principale et de son *turn off* trouvés à des magnitudes plus faibles que celles du disque Galactique (Newberg et al., 2002; Ibata et al., 2003; Conn et al., 2005). Malheureusement, on peut voir sur le CMD de la Figure 5.2 que le *Red Clump* de la galaxie naine se situe à l'endroit où la séquence principale de l'Anneau devrait se trouver, en $(V - I)_0 \sim 0.7$ et $V_0 \sim 20.5$. La comparaison de tracés d'évolution stellaire (Girardi et al., 2002) avec la distribution des étoiles de la population B montre néanmoins que celles-ci ne sont pas incompatibles avec des étoiles du *turn off* d'une population vieille et située à ~ 20 kpc du centre Galactique, c'est-à-dire les caractéristiques généralement mesurées pour l'Anneau. Mais les critères de sélection effectuées lors des observations pour cibler préférentiellement les géantes de *Carina* empêchent une comparaison fiable.

Les caractéristiques en vitesse radiale de cette population favorisent elles aussi l'idée d'un lien avec l'Anneau. En effet, la faible dispersion de vitesse $(17 \pm 5 \text{ km s}^{-1})$ est dans l'intervalle de valeurs trouvées par Yanny et al. (2003) et Crane et al. (2003) $(15 - 25 \text{ km s}^{-1})$ et égale aux $18^{+4}_{-2} \text{ km s}^{-1}$ touvés pour la détection derrière CMa. En corrigeant du mouvement du Soleil, la vitesse radiale moyenne de la population B, $v_{\text{gsr,B}} = -65 \text{ km s}^{-1}$, est très proche de celle trouvée à seulement 20 degrés de longitude, derrière CMa : $v_{\text{gsr,dCMa}} = -61 \text{ km s}^{-1}$ (même si celle-ci peut être entachée d'erreurs systématiques dues au 2dF). La nouvelle structure stellaire, mise en évidence devant la galaxie naine de *Carina*, est donc très probablement une nouvelle détection de l'Anneau.

Wyse et al. (2006) utilisent le même échantillon, complété par des observations similaires en direction des galaxies naines de *Draco* ($\ell = 86^\circ$, $b = +35^\circ$) et d'*Ursa Minor* ($\ell = 104^\circ$, $b = +45^\circ$), pour étudier les populations Galactiques et arrivent aussi à la conclusion qu'une composante non-Galactique est présente le long de ces lignes de visée. Ils en concluent qu'il s'agit des restes d'un satellite, responsable de la formation du disque épais durant son accrétion. La présence de cette population devant *Draco* et *Ursa Minor* semblerait en effet indiquer qu'elle ne peut être expliquée par l'Anneau, absent à ces longitudes (Conn et al., 2005). Une analyse de leurs données (leur Figure 2) montre cependant que le champ qui contient la plus importante aile



Chapitre 5 – De nouvelles détections de l'Anneau de la Licorne

FIG. 5.3 - Diagramme couleur-magnitude du champ INT/WFC M31-N d'Ibata et al. (2003, à gauche) et des étoiles observées par Keck/DEIMOS autour de M31 (à droite). La séquence principale de l'Anneau apparaît clairement dans le CMD de l'INT et est utilisée pour construire la boîte de sélection C qui suit la séquence principale de l'Anneau.

vers les basses vitesses azimutales (et qui crée donc la composante non-Galactique) est celui de *Carina* alors que la distribution des observations vers *Draco* ne contient presque pas d'aile ; le champ vers *Ursa Minor* contient quant à lui très peu d'objets. La composante non-Galactique peut donc être entièrement due aux observations en directions de *Carina* et liée à l'Anneau de la Licorne.

5.1.3 En direction de la galaxie d'Andromède

La présence de l'Anneau devant la galaxie d'Andromède a été montrée par Ibata et al. (2003) dans leur analyse de CMD obtenus par des observations INT/WFC. Le diagramme couleur-magnitude de leur champ M31-N, dans le cadre de gauche de la Figure 5.3, montre nettement la séquence principale de l'Anneau entre $(V - i, V)_0 \sim (1.2, 22.0)$ et $(V - i, V)_0 \sim (0.6, 20.0)$. Les observations Keck/DEIMOS effectuées avec mes collaborateurs entre 2003 et 2005 dans le but de créer un relevé de vitesses radiales des sous-structures stellaires visibles dans les parties extérieures du disque et dans le halo de la galaxie d'Andromède (e.g. Ibata et al. 2005, Chapman et al. 2006) ont permis de cibler des étoiles de l'avant-plan et en particulier des étoiles de l'Anneau. Les données ont été réduites comme dans Ibata et al. (2005) et le CMD des étoiles observées par DEIMOS et dont l'incertitude en vitesse radiale est inférieure à 10 km s⁻¹ est construit dans le cadre de droite de la Figure 5.3. Pour sélectionner uniquement les étoiles dont l'appartenance à l'Anneau est la plus probable, une boîte de sélection est appliquée au CMD (le polygone C dans la Figure 5.3) autour de la séquence principale de l'Anneau telle qu'elle apparaît dans le champ INT (Ibata et al. 2003 ont montré que cette séquence principale reste à distance constante aux alentours de M31, ce qui permet d'utiliser



FIG. 5.4 - Distribution des vitesses radiales de l'échantillon d'étoiles DEIMOS appartenant à la boîte de sélection C de la Figure 5.3. Les étoiles ayant $v_r < -200 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ peuvent appartenir au disque de M31 (de vitesse systémique $v_r = -300 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ et cibles principales de ces observations). Les étoiles pour lesquelles $-140 < v_r < 0 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ (entre les deux lignes pointillées) sont bien modélisées par une Gaussienne de vitesse moyenne $-75 \pm 4 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ et de dispersion 26 $\pm 3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ (représentée en rouge).

la même boite de sélection pour tout l'échantillon DEIMOS). La distribution en vitesse radiale des étoiles observées par DEIMOS et qui se trouvent dans cette boîte est présentée Figure 5.4. Mises à part les étoiles de M31 et du halo Galactique visibles pour $v_r < -200 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$, une seule population est apparente. L'application d'un algorithme de maximum de vraisemblance avec un modèle gaussien aux étoiles avec $-140 \,\mathrm{km \, s^{-1}} < v_r < 0 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ montre qu'elle est centrée autour de $v_r = -75 \pm 4 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ et possède une dispersion intrinsèque de $26 \pm 3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ en tenant compte des incertitudes sur chaque mesure de vitesse radiale.

Une comparaison avec le modèle de Besançon (Robin et al., 2003) pour la même région du ciel (119° $< \ell < 124^{\circ}$ et $-24^{\circ} < b < -19^{\circ}$) et pour la même boîte de sélection révèle que l'échantillon observé n'est pas incompatible avec le modèle. En effet, un test de Kolmogorov-Smirnov donne une probabilité de 10 % qu'échantillon et modèle soient issus de la même distribution. Cependant, il n'est pas inattendu que les étoiles du disque (qui compose la majeure partie des étoiles du modèle à ces latitudes) et les étoiles de l'Anneau aient un comportement similaire puisque les deux populations doivent orbiter autour de la Voie Lactée en suivant des orbites quasiment circulaires. Le léger décalage en distance entre elles n'est alors pas suffisant pour induire une importante variation en vitesse radiale. La boîte de sélection C ayant été construite pour contenir principalement des étoiles de l'Anneau, il serait très surprenant que l'échantillon ne contienne que des étoiles du disque Galactique. Au contraire, il est plus probable que l'on observe majoritairement des étoiles de l'Anneau, comme cela est suggéré par la dispersion mesurée qui est relativement faible $(26 \pm 3 \text{ km s}^{-1})$ comparée aux $\sim 50 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ trouvés pour le modèle de Besançon. Cette faible dispersion est aussi compatible avec les autres mesures de l'Anneau, surtout si quelques étoiles du disque et du halo polluent l'échantillon, en augmentant alors artificiellement la dispersion. La vitesse moyenne de la population $(-75 \pm 4 \,\mathrm{km \, s^{-1}})$ devient $v_{\rm gsr} = 94 \pm 4 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ quand elle est corrigé du mouvement du Soleil autour de la Galaxie, ce qui est à peine supérieur au modèle de l'Anneau proposé par Crane et al. (2003) jusqu'en $\ell \sim 150^{\circ}$. Comme pour la détection de l'Anneau devant *Carina*,

les similitudes en vitesse radiale entre les détections préalables de l'Anneau et la population qui se situe devant la galaxie d'Andromède renforcent l'hypothèse que les étoiles de l'Anneau produisent la population observée.

5.2 Contraindre l'orbite du progéniteur

Yanny et al. (2003) et Crane et al. (2003) ont été les premiers à proposer une orbite pour le progéniteur de l'Anneau de la Licorne mais la première étude détaillée du phénomène a été faite par Peñarrubia et al. (2005). Ils ont utilisé des modèles semi-analytiques de calcul d'orbites et des simulations N-corps pour reproduire les nombreuses observations de l'Anneau et en ont conclu que le progéniteur de l'Anneau est une galaxie naine de masse initiale $5 \times 10^8 \, M_{\odot}$ et qui laisse derrière elle une double traînée d'accrétion qui produit deux anneaux à des distances Galactocentriques légèrement différentes (~ 15 et ~ 20 kpc ; voir Figure 1.5). Si ces travaux représentent une réelle avancée dans la compréhension du phénomène d'accrétion et les caractéristiques de la galaxie naine accrétée, ils sont malheureusement limités par l'absence de contraintes dans le troisième quadrant Galactique. Or, c'est justement dans cette région de la Voie Lactée que se trouve la surdensité de CMa et où il serait très intéressant de comparer les modèles avec les observations présentées dans les chapitres précédents. La mise en évidence d'une population similaire à l'Anneau derrière la surdensité de CMa (distance et vitesse radiale) et devant la galaxie naine de *Carina* (vitesse radiale) dans ce quadrant, ainsi que le calcul d'une vitesse radiale pour l'Anneau devant la galaxie d'Andromède où sa distance est plus faible que les autres détections, doivent donc permettre de fortement contraindre l'orbite du progéniteur.

Bien que la mise en place de simulations *N*-corps exhaustives (à l'image de celles effectuées par Peñarrubia et al. 2005) dépassent le cadre de cette thèse, je peux néanmoins apporter des contraintes sur le comportement général du progéniteur en déterminant la meilleure orbite contrainte par les détections puisque les traînées de marée produites lors de l'accrétion se retrouvent globalement sur l'orbite du progéniteur. Les orbites ainsi déterminées s'éloignent parfois sensiblement des traînées produites dans les simulations *N*-corps mais elles permettent malgré tout de séparer des comportements très différents. En particulier, je m'intéresse ici au nombre d'orbites nécessaires au satellite pour reproduire les détections de l'Anneau. Est-il produit par un seul courant de marée ou par les courants produits lors des passages successifs du progéniteur?

Les orbites testées sont contraintes dans l'espace $(\ell, D_{\odot}, v_{gsr})$ car la coordonnées en latitude Galactique est la plus sensible aux différences entre calcul d'orbites et simulations *N*-corps. De plus, les oscillations du progéniteur autour du plan Galactique dépendent substantiellement de la masse du disque dans les simulations. Afin de corriger les vitesses radiales des variations en latitude Galactique des différentes observations, les vitesses radiales sont exprimées dans le référentiel Galactique au repos. Les contraintes utilisées sont :

- 1. les quatre détections du SDSS déterminées par Newberg et al. (2002) et Yanny et al. (2003) : $(182^{\circ}, 9.5 \,\text{kpc}, 0 \,\text{km s}^{-1})$, $(188^{\circ}, 10.5 \,\text{kpc}, -16 \,\text{km s}^{-1})$, $(198^{\circ}, 10.5 \,\text{kpc}, -19 \,\text{km s}^{-1})$ et (225°, 10.5 kpc, -66 km s⁻¹);
- la détection devant la galaxie d'Andromède de Ibata et al. (2003) combinée à la vitesse radiale déterminée dans ce chapitre (123°, 8 kpc, 95 km s⁻¹);
- 3. la détection derrière la surdensité de CMa (240° , 14 kpc, -61 km s^{-1});



À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

FIG. 5.5 - Meilleures orbites de l'Anneau pour un seul (à gauche) ou plusieurs passages (à droite) du progéniteur. Les orbites sont contraintes par les 4 observations du SDSS (étoiles rouges ; Newberg et al. 2002; Yanny et al. 2003), la détection derrière CMa obtenue avec le 2dF (point bleu), la détection à l'avant-plan de *Carina* (triangle rose) et à la détection devant la galaxie d'Andromède à partir de la mesure de distance de Ibata et al. (2003) et la mesure de vitesse radiale de ce chapitre (carré orange). La distance à la détection de *Carina*, incertaine, est prise égale à celle derrière CMa. Le modèle de Crane et al. (2003) d'une orbite circulaire avec une vitesse de rotation de 220 km s⁻¹ à une distance Galactocentrique de 18 kpc est tracé en pointillés bleus. Les orbites qui ajustent le mieux les données sont représentées par les points verts.

4. la détection devant la galaxie naine de *Carina* (260° , 17 kpc, -65 km s^{-1}) où la distance Galactocentrique est prise égale à celle de la détection derrière CMa ($D_{GC} = 18 \text{ kpc}$).

Les vitesses radiales de Crane et al. (2003) ne sont pas utilisées car elles n'ont pas été individuellement publiées et elles recoupent les mesures effectuées par Yanny et al. (2003). De plus, leurs cibles se situant dans la région de l'anticentre Galactique, elles n'apportent que peu de contraintes sur le nombre de traînées de marée laissées par le progéniteur autour de la Galaxie.

Des orbites, déterminées à partir de la position de l'Anneau derrière CMa sont calculées dans le même potentiel que § 4.3 pour des jeux de paramètres (240°, D_{\odot} , v_r) par pas de 0.5 kpc sur la mesure de distance et de 5 km s⁻¹ pour la mesure de vitesse radiale. Pour chaque orbite, un χ^2 est mesuré comme suit :

$$\chi^{2} = \sum_{i} \left(\frac{D_{\odot}^{i} - D_{\odot}^{\text{orbite}}}{2 \,\text{kpc}} \right)^{2} + \left(\frac{v_{r}^{i} - v_{r}^{\text{orbite}}}{10 \,\text{km} \,\text{s}^{-1}} \right)^{2}$$
(5.2)

où D_{\odot}^{i} et v_{r}^{i} sont la distance et la vitesse radiale de la *i*-ème contrainte et $D_{\odot}^{\text{orbite}}$ et v_{r}^{orbite} la distance et la vitesse radiale du point de l'orbite dont la longitude Galactique est la plus proche de celle de la $i^{\text{ème}}$ contrainte (et produit le plus faible χ^{2} si l'orbite passe plusieurs fois par

cette longitude). Le cas à un seul passage du progéniteur est intégré en arrière dans le temps pendant 0.2 Gyr puis en avant pendant 0.4 Gyr. La meilleure orbite est présentée à gauche de la Figure 5.5 et correspond à $\chi^2 = 13.8$. Elle est très proche du modèle de Crane et al. (2003) et ajuste donc bien les contraintes situées dans l'anticentre mais elle s'éloigne sensiblement des nouvelles mesures présentées dans ce chapitre. En revanche, pour une intégration de 0.6 Gyr en arrière pour déterminer le point de départ d'une intégration de 1.2 Gyr, qui correspond à trois enroulements de l'orbite autour de la Voie Lactée⁴, l'ajustement est bien meilleur (à droite de la même Figure), avec $\chi^2 = 5.4$ et les trajectoires successives qui restent toujours proches du modèle de Crane et al. (2003) mais s'en éloigne suffisamment pour atteindre les mesures effectuées devant *Carina*, Andromède et derrière *Canis Major*. Les quelques kiloparsecs entre l'orbite entre les trajnées de marées d'une simulation *N*-corps et l'orbite suivie par le progéniteur.

Il semble donc que les différentes détections de l'Anneau sont en fait des observations de plusieurs traînées de marée laissées par l'accrétion du progéniteur. Cette solution a aussi l'avantage d'expliquer simplement la présence de la structure dans les deux hémisphères et les différences de distance mesurées pour des régions relativement proches. L'intégration d'orbites ne permet cependant pas de conclure définitivement sur l'existence d'un lien entre l'Anneau de la Licorne et la surdensité de *Canis Major*. En effet, si le modèle à plusieurs passages est relativement proche de CMa en $\ell = 240^\circ$, une conclusion définitive nécessite un plus grand détail et la reproduction des simulations de Peñarrubia et al. (2005) avec les nouvelles contraintes apportées ici.

 $^{^{4}}$ L'orbite étant intégrée à partir de $\ell = 240^{\circ}$ et symétrique du part et d'autre de ce point d'intégration initiale, le nombre passages dans la région étudiée est forcément impair.

Deuxième partie

Les sous-structures stellaires du halo de la galaxie d'Andromède

Chapitre 6

Un relevé du halo de la galaxie d'Andromède

Andromeda ! sweet woman ! why delaying So timidly among the stars : come hither ! Join this bright throng, and nimbly follow whither They all are going.

Endymion, Book IV, J. Keats

LES MODÈLES DE cosmologie ACDM prédisent l'existence de nombreuses sous-structures dans les structures effondrées gravitationnellement tels les amas de galaxies, les halos de galaxies et même les galaxies naines (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999a, 2001). Ainsi ils prédisent que jusqu'à 500 de ces sous-structures devraient actuellement résider dans le halo des grandes galaxies spirales comme notre Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède (M31). Ces sous-structures sont attendues avec de fortes concentrations centrales et un profil radial qui décroît rapidement (Navarro, Frenk & White, 1997; Moore et al., 1999b), ce qui les rend globalement insensibles aux forces de marée de leur galaxie hôte. Cependant, et malgré les galaxies naines récemment découvertes, le Groupe Local ne contient qu'une cinquantaine de galaxies : il y a plus d'un ordre de grandeur de différence entre le nombre de satellites observés et celui prédit autour de la Voie Lactée ou de la galaxie d'Andromède.

Plusieurs études ont proposé de résoudre cette difficulté en prenant en compte l'effet de la ré-ionisation sur l'évolution des petites structures (e.g. Bullock, Kravstov & Weinberg 2000; Somerville 2002; Tully et al. 2002). Au moment où la ré-ionisation a lieu, les milieux galactique et intergalactique s'ionisent et tout le gaz qui ne se trouve pas au fond d'un profond puits de potentiel est perdu pour les protogalaxies. Cette suppression de la formation stellaire aurait pour conséquence de rendre les galaxies les moins massives invisibles, ou au moins très sombres, en fonction de la fraction de gaz qui parvient à se refroidir en nuages moléculaires avant la phase de ré-ionisation et pourrait ainsi résoudre le problème de la sur-production des satellites dans les modèles CDM. De manière générale, la distribution de satellites observée pourrait signifier que les galaxies naines résident dans d'importants halos de matière noire (Stoehr et al., 2002). Il en découle que de nombreux satellites, fortement dominés par la matière noire et donc très sombres, n'auraient pas encore été observés.

Les découvertes récentes de plusieurs galaxies naines sombres autour de la Voie Lactée et de M31 pourraient être la première étape dans l'observation de nombreux objets de ce type

passés jusqu'ici inaperçus. Andromède IX (And IX, Zucker et al. 2004b), Andromède X (And X, Zucker et al. 2006a), Ursa Major (UMa, Willman et al. 2005), Canes Venatici (CVn, Zucker et al. 2006b) et Bootes (Boo, Belokurov et al. 2006a) sont toutes moins lumineuses que $M_V \sim -8.3$ mais, outre leur faible brillance de surface, conservent néanmoins des propriétés typiques de galaxies naines. Par ailleurs, les mesures de vitesses radiales effectuées dans And IX (Chapman et al., 2005), UMa (Kleyna et al., 2005) et Boo (Muñoz et al., 2006b) montrent qu'au moins ces trois galaxies semblent résider dans un important halo de matière noire. Elles pourraient donc correspondre aux sous-structures de matière noire prédites par les modèles CDM. La découverte de ces satellites par l'analyse de relevés grands champ (le relevé INT du halo intérieur de M31, voir § 1.2.2, et le *Sloan Digital Sky Survey*) révèlent la nécessité d'études systématiques de grandes parties des halos de la Voie Lactée ou de la galaxie d'Andromède pour espérer contraindre avec une statistique suffisante la région peu lumineuse de la distribution de satellites autour de ces galaxies.

Même si elle se trouve à 785 ± 25 kpc de nous (McConnachie et al., 2005), la mise en place d'un relevé panoramique du halo de la galaxie d'Andromède à l'avantage d'être bien plus simple que pour la Voie Lactée puisqu'il peut s'effectuer en ciblant une région bien plus petite. Le relevé INT des régions internes de M31 ont déjà révélé le grand intérêt d'une telle étude. Même si le télescope INT, avec son miroir de 2 mètres, ne permet d'observer dans un temps raisonnable qu'entre une et deux magnitudes de la branche des géantes à la distance de M31, le relevé a montré que le halo interne d'Andromède est peuplé des restes de nombreuses accrétions. En particulier, un courant géant et riche en métaux (Ibata et al., 2001b), de nombreuses structures plus diffuses (Ferguson et al., 2002; Zucker et al., 2004a) et un disque étendu qui se prolonge jusqu'à une distance d'au moins $\sim 40 \,\text{kpc}$ de M31 et qui semble produit par des structures accrétées (Ibata et al., 2005). Pour prolonger ce relevé du halo de M31 et atteindre des régions qui semblent moins dominées par les courants stellaires mes collaborateurs et moi avons entrepris dès 2003 de cartographier le quadrant sud du halo de M31 avec la caméra grand-champ MegaCam montée sur le Télescope Canada-France-Hawaï. L'utilisation d'un télescope plus grand que l'INT (3.6 mètres) permet en outre d'observer facilement jusqu'à trois magnitudes de la branche des géantes d'une population stellaire à la distance de M31 si le seeing est très bon ($\sim 0''.8$) et est donc plus adapté à la recherche de galaxies faiblement lumineuses. Dans le cadre de ma thèse, j'ai réduit ce relevé et l'ai utilisé pour quantifier les sous-structures stellaires de M31. Le chapitre présent décrit le relevé et l'ensemble des étapes qui mènent au catalogue utilisé pour la suite. Le chapitre 7 est réservé à l'étude des courants de marée dans le halo de M31 et la découverte de deux nouvelles traces d'accrétion près de l'axe mineur et le long de l'axe majeur de M31, ainsi qu'à une meilleure caractérisation du courant géant découvert par Ibata et al. (2001b). Le chapitre 8 présente quatre nouveaux satellites de M31 qui ont été découverts dans le relevé : l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de la galaxie et trois galaxies naines de très faible luminosité. Enfin, je m'attarde dans ce même chapitre sur les résultats préliminaires d'une automatisation de la recherche de sousstructures stellaires dans le relevé afin de quantifier aussi les structures plus diffuses ou à plus faible contraste que les trois galaxies naines découvertes.



FIG. 6.1 - Position des champs du relevé MegaCam dans le halo de la galaxie d'Andromède. Les champs MegaCam sont représentés en noir pour les poses longues et en bleu pour les poses courtes servant à calibrer la photométrie. Les précédents relevés INT et CFH12k apparaissent respectivement en rouge et en vert. Le relevé MegaCam couvre quasiment tout le halo extérieur de M31, d'une distance projetée de ~ 50 kpc (ellipse intermédiaire) à 150 kpc (cercle extérieur). Une série de champ a aussi été observée le long de l'axe mineur de M31, en direction de M33 qui est indiquée sur la carte (en bas à gauche). L'ellipse intérieure correspond approximativement au disque HI de M31 de 27 kpc de rayon autour de M31. Les galaxies naines M32 et NGC 205, proches du centre de M31 sont aussi représentées.

6.1 Observations et réduction

6.1.1 Observations

Le relevé MegaCam du halo extérieur de la galaxie d'Andromède couvre tout le quadrant sud de la galaxie, d'une distance projetée de 50 à 150 kpc. Les soixante-trois champs correspondants sont représentés Figure 6.1. Afin d'observer les trois premières magnitudes de la branche des géantes rouges pour des populations à la distance de M31, chaque champ est observé pendant 1 450 secondes dans les bandes g et i. Ces poses longues sont divisées en cinq poses de 290 s, légèrement décalées, pour permettre de soustraire facilement les rayons cosmiques et éviter que les défauts des détecteurs ne soient toujours sur la même région du ciel. Les magnitudes limites sont de ~ 25.5 et ~ 24.5 respectivement pour les conditions d'observation demandées (*seeing* inférieur à 0''.8). La recherche de sous-structures étant particulièrement sensible aux décalages photométriques entre les différentes observations, l'ensemble du relevé est aussi observé avec des poses plus courtes, mais dans des conditions photométriques. Ces poses courtes, de 45 secondes en g et i, sont décalées d'un demi-champ par rapport aux poses longues. L'ensemble des observations a été effectué entre le semestre 2003B et le semestre 2005B à raison de ~ 20 champs par an.

6.1.2 Réduction

L'instrument MegaCam est composé d'une mosaïque de 36 CDD de 2048×4612 pixels d'une taille de 0^{''}.187. Les CCD sont ordonnés en 4 rangées de 9 et sont séparés par des canaux de drainage qui peuvent atteindre 2 arcminutes entre chaque rangé horizontale.

Les données sont pré-réduites par les équipes du CFHT en utilisant le système Elixir¹ qui doit corriger l'ensemble de la mosaïque de toute signature instrumentale. Chaque champ est ensuite réduit à l'aide d'une version du pipeline CASU, particulièrement adapté à la réduction d'observations grand champ et modifié pour traiter les données MegaCam (Irwin & Lewis, 2001). Sommairement, un catalogue est d'abord généré pour chaque pose (longue ou courte) et l'astrométrie est calibrée par comparaison avec le catalogue APM². Celle-ci est ensuite utilisée pour superposer les différentes poses de 290 s des poses longues. Les catalogues sont ensuite re-générés pour ces images superposées avant que la photométrie de chaque objet ne soient déterminée à partir des indications fournies sur le site internet de l'instrument³. Les magnitudes produites g et i diffèrent légèrement des magnitudes SDSS et peuvent être corrigées par une fonction des couleurs $g_{SDSS} - r_{SDSS}$ pour la bande *g* et $r_{SDSS} - i_{SDSS}$ pour la bande *i* (voir Annexe B). Le relevé n'ayant pas été observé dans la bande r, ce sont les magnitudes SDSS qui sont re-calculées dans le standard MegaCam quand cela s'avère nécessaire (par exemple pour le comparaison avec les isochrones de Girardi et al. 2004, voir plus loin). À chaque production de catalogue, les objets du champ sont classifiés en fonction de leur morphologie (étoile, galaxie, artefact).

Le catalogue final est produit en retirant les doublons qui apparaissent sur les bords des champs qui se superposent légèrement. Les poses courtes, décalées par rapport aux poses longues, sont utilisées pour calibrer la photométrie et obtenir une photométrie homogène sur tous les champs. Les décalages en photométrie dans les deux bandes g et i sont mesurées

¹http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/dataprocessing.html

²http://www.ast.cam.ac.uk/~mike/apmcat/

³http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/megaprimecalibration.html



FIG. 6.2 - Carte de l'extinction E(B - V) de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) dans la région du relevé MegaCam. Les tracés en bleu sont les mêmes que ceux de la Figure 6.1 et les limites du relevé sont représentées par le polygone rouge. Les variations de l'extinction à l'intérieur du relevé sont de l'ordre de 0.1 magnitude et obligent à dé-rougir individuellement les étoiles.

entre chaque champ et bien qu'ils soient généralement faibles, certains peuvent atteindre \sim 0.3 magnitudes. Les corrections à appliquer à chaque champ sont déterminées en même temps pour l'ensemble du relevé par la technique des moindres carrés.

Dans le catalogue final ainsi obtenu, les champs observés durant le trimestre 2003B (les deux rangées les plus au nord du relevé et les champs le long de l'axe mineur) montrent des variations de la photométrie entre les CCD. La comparaison de données MegaCam obtenues autour de la galaxie naine de *Draco* durant la même année (Ségall et al., 2006) avec les données du SDSS montrent que ces décalages peuvent atteindre ~ 0.1 magnitudes. Si les surdensités que créent ces décalages apparaissent sur les cartes du relevé dans la rangée de CCD la plus au nord des champs concernés (voir plus loin, Figure 7.1), elles prêtent peu à conséquence dans cette thèse puisqu'elles n'empêchent pas la détection des structures dans les CMD sur lesquels je m'appuie pour toutes les détections présentées. Seuls les résultats préliminaires de la recherche automatique de structures dans le relevé pâtissent de cet effet (voir § 8.3).

6.2 Le catalogue

6.2.1 Extinction

Avant d'utiliser le catalogue pour étudier les structures du halo de M31, il convient de corriger les observations de l'extinction. En effet, si elle reste relativement faible, la carte de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) montre qu'elle varie dans l'intervalle 0.03 < E(B - V) < 0.14 (voir Figure 6.2). Les magnitudes corrigées sont donc définies par (Schlegel, Finkbeiner &

$$i_0 = i - 2.086 \cdot E(B - V) g_0 = g - 3.793 \cdot E(B - V)$$
(6.1)

6.2.2 Sélection d'étoiles de M31

Le diagramme couleur-magnitude produit par la réduction du champ M01 est construit dans le panneau gauche de la Figure 6.3. Les isochrones de Girardi et al. (2004), pour différentes métallicité et à la distance de M31 (m - M = 24.47) ont été superposées (voir aussi plus bas). Les étoiles de M31 se trouvent dans une région du diagramme qui est relativement peu contaminée par les populations Galactiques d'avant-plan. Les étoiles du halo Galactique et surtout des structures Galactiques de l'Anneau de la Licorne (Ibata et al., 2003) et de la structure Triangulum-Andromeda mise en évidence par Rocha-Pinto et al. (2004) et Majewski et al. (2004b) se trouvent dans les régions les plus bleues du diagramme ($(g - i)_0 \lesssim 1.0$ et $i_0 < 23.0$) tandis que les naines du disque Galactique se trouvent dans les parties rouges du diagramme $((g - i)_0 \gtrsim 2.2)$. Les isochrones de la branche des géantes de M31 (et dans le cas de cet exemple du courant de marée d'Ibata et al. 2001b) se situent dans une région intermédiaire pour $i_0 \gtrsim 21.0$. Les géantes riches en métaux qui composent le courant sont directement visibles sur cette Figure. Le groupe d'objets regroupés en $i_0 > 24.0$ correspond à un mélange de véritables étoiles de la branche horizontale des populations de la galaxie d'Andromède et de galaxies compactes qui se situent en arrière-plan mais qui ne peuvent être discriminées des étoiles. On atteint ici la limite des observations qui couvrent tout de même environ trois magnitudes des branches des géantes de M31. Afin d'éviter toutes ces sources de contaminations, seules les étoiles dans la boîte de sélection rouge de la Figure 6.3 sont étudiées. Cette sélection correspond aux étoiles comprises entre une magnitude brillante légèrement au-delà de l'extrémité de la branche des géantes à la distance de M31 et la magnitude $i_0 = 23.5$ où les incertitudes sur les magnitudes deviennent importantes ($\sigma_i \gtrsim 0.15$) et la séparation étoile/galaxie devient inhomogène sur les différents champs, observés dans des conditions différentes.

Quelques étoiles de M31 sont certainement éliminées par cette sélection; par exemple les étoiles AGB plus brillantes que l'extrémité de la branche des géantes ou les étoiles du haut de la RGB d'une population plus proche que M31. Cela permet malgré tout d'avoir un échantillon le plus propre possible qui est utilisé pour les recherches automatiques ou la construction de cartes à partir du catalogue. Quand des structures sont mises en évidence (voir par exemple chapitre 8), je reviens au catalogue complet pour les caractériser.

Les galaxies d'arrière-plan constituent aussi une source de contamination qui peut se révéler importante si elles sont mal identifiées. Dans la boîte de sélection M31, il y a approximativement 10 fois plus de galaxies que d'étoiles (voir Figure 6.3, à droite). Mal identifier même une faible proportion d'entre-elles peut donc produire des structures dans les cartes du halo de M31. La comparaison de la carte des galaxies qui se trouvent dans la boîte de sélection du diagramme couleur-magnitude (Figure 6.4, en haut) avec les cartes stellaires (voir la Figure 7.1 dans le chapitre suivant) ne montre pas de corrélation évidente. Seule la région autour de M33, où l'encombrement devient important et la séparation étoile/galaxie moins performante, ressort sur la carte. Dans les bonnes conditions d'observations du relevé (*seeing* < 0".8), la discrimination étoile/galaxie est donc efficace. La carte des contaminants Galactiques (les étoiles pour lesquelles 18.5 < i_0 < 20.5) est présentée Figure 6.4, en bas, et montre une augmentation continue du nombre d'objets avec η , c'est-à-dire au fur et à mesure que



FIG. 6.3 - Diagramme couleur-magnitude des étoiles (à gauche) et des galaxies (à droite) du champ M01. La contamination des étoiles Galactiques vient principalement des étoiles du halo $((g - i)_0 \lesssim 1.0 \text{ et } i_0 < 23.0)$ et de celles du disque $((g - i)_0 \gtrsim 2.2)$ mais ne se superposent qu'avec les étoiles de M31 de métallicité élevée. Les isochrones de Girardi et al. (2004) pour des métallicités [Fe/H] = -2.3, -1.7, -1.3, -0.7, -0.4, 0.0 et +0.2 dex à la distance de M31 (m - M = 24.47) sont superposées, de même que la boîte de sélection utilisée pour isoler les étoiles RGB de M31 (en rouge). Les incertitudes sur la magnitude *i* sont indiquées à gauche du CMD des étoiles.



À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

FIG. 6.4 - Cartes des galaxies d'arrière-plan (en haut) et des étoiles Galactiques (en bas) dans le relevé MegaCam. Les étoiles Galactiques sont sélectionnés dans l'intervalle $19.0 < i_0 < 20.5$ et les galaxies dans la boîte de sélection des étoiles de M31 (voir Figure 6.3). Dans les deux cas, il n'apparaît pas de structure reliée à M31 (sauf dans la région de M33 où l'encombrement devient important). L'augmentation de le densité d'étoiles Galactiques avec η correspond à la proximité du disque Galactique et de l'Anneau de la Licorne. Les cartes sont lissées par une gaussienne de largeur 2'. - 94 -


FIG. 6.5 - Diagrammes couleur-magnitude des étoiles MegaCam (à gauche) et INT converties dans les magnitudes MegaCam (à droite) dans un rayon de 3' de la position centrale de la galaxie naine Andromède III. Les isochrones de Girardi et al. (2004), utilisées dans cette étude, sont superposées sur les données à la distance de la galaxie naine (m - M = 24.37) et montrent un bon accord avec la branche des géantes d'And III, de métallicité [Fe/H] = -1.7 (McConnachie et al., 2005), que ce soit pour la position de l'extrémité de la branche des géantes ou la pente de la RGB.

l'on s'approche du plan Galactique. Cela est attendu et correspond à la fois à l'augmentation de la densité d'étoiles dans le disque Galactique et dans l'Anneau de la Licorne (Ibata et al., 2003) auquel la plupart des objets de la sélection appartiennent. Aucune autre structure (mise à part la région proche de M33) n'est apparente dans cette carte et, en particulier, les différents courants étudiés dans le chapitre 7 n'y apparaissent pas.

6.2.3 Comparaison avec le catalogue INT

On peut voir Figure 6.1 qu'une partie du relevé MegaCam recouvre le relevé INT des parties internes ($D \lesssim 50$ kpc) du halo de la galaxie d'Andromède. En particulier, la galaxie naine Andromède III (And III) est observée dans les deux jeux de données, ce qui permet de comparer aisément les deux relevés. La Figure 6.5 montre le CMD de la région de 3 arcminutes autour du centre de la galaxie naine pour le relevé MegaCam (à gauche) et pour le relevé INT en utilisant les équations de couleurs données dans l'Annexe B. On peut tout d'abord noter que ces équations de couleur donnent des résultats satisfaisants puisque la branche des géantes d'And III est similaire dans les deux cas (même si elle est légèrement plus épaisse dans les données INT mais cet effet provient surtout des incertitudes sur les magnitudes INT). La plus grande profondeur du relevé MegaCam (~ 2 magnitudes plus profond) signifie par ailleurs un gain d'un facteur au moins ~ 2 sur le nombre d'étoiles observées à la distance de M31 et permettra bien entendu de détecter des structures moins lumineuses.

6.2.4 Détermination de la métallicité des étoiles

La détermination de la métallicité des étoiles à partir d'un diagramme couleur-magnitude est toujours délicate lorsque seules les étoiles de la branche des géantes sont accessibles. En effet, la métallicité et l'âge d'une population stellaire vont influer sur la position des étoiles RGB. Les parties extérieures du halo de M31 devraient néanmoins être principalement composées de populations âgées, appartenant à des galaxies naines ou provenant de leur destruction en courants de marée. Par ailleurs, mon objectif n'est pas d'étudier précisément la métallicité des étoiles du relevé mais d'avoir un *indicateur* de métallicité qui me permet de discriminer une population plus riche en métaux d'une population moins métallique. Les isochrones calculées par Girardi et al. (2004) ont l'avantage d'être directement disponibles dans les magnitudes du SDSS et ne nécessitent donc pas l'utilise, pour une population de 14.1 Gyr (log(âge) = 10.15) pour déterminer l'abondance en fer des étoiles du relevé (ce sont ces isochrones qui ont été superposées sur la Figure 6.3). Elles correspondent à des métallicités de [Fe/H] = -2.3, -1.7, -1.3, -0.7, -0.4, 0.0 et +0.2, sans enrichissement en éléments α .

Il convient néanmoins de vérifier que ces isochrones donnent des résultats acceptables. Pour ce faire, je les compare Figure 6.5 au CMD d'Andromède III et dont la métallicité est [Fe/H] = -1.7 (McConnachie et al. 2005 ; ici aussi déterminée sans enrichissement en éléments α). Les étoiles RGB du relevé sont bien alignées en une branche des géantes et les isochrones, ici ramenées à la distance d'And III (m - M = 24.37, McConnachie et al. 2005), montrent un très bon accord sur l'extrémité de la branche des géantes. Par ailleurs, et bien que les pentes de l'isochrone [Fe/H] = -1.7 et de la RGB ne soient pas parfaitement alignées, c'est bien cet isochrone qui produit la meilleur ajustement. Au regard de cette comparaison, ces tracés théoriques semblent tout à fait adaptés à l'étude du relevé. Elles ont néanmoins l'inconvénient d'être peu nombreuses. Je calcule donc la métallicité de chaque étoile du relevé à la distance de M31 par interpolation. Pour ce faire, je détermine dans le CMD la distance euclidienne d_{min} qui sépare l'étoile de l'isochrone de métallicité $[Fe/H]_{min}$, première isochrone dont la métallicité est inférieure à l'étoile, et la distance d_{max} qui la sépare de la première isochrone dont la métallicité $[Fe/H]_{max}$ est supérieure à l'étoile. La métallicité [Fe/H] de l'étoile est ensuite simplement calculée comme :

$$[Fe/H] = [Fe/H]_{min} + \left([Fe/H]_{max} - [Fe/H]_{min} \right) \frac{d_{min}}{d_{min} + d_{max}}$$
(6.2)

Les métallicités [Fe/H] déterminées de cette manière sont bien entendu comprises entre [Fe/H] = -2.3 et [Fe/H] = +0.2. Afin de tenir compte des étoiles les plus pauvres en métaux qui ne sont pas prises en compte par cette méthode, toutes les étoiles qui ont une couleur $(g - i)_0$ plus bleue de 0.1 magnitude que l'isochrone [Fe/H] = -2.3 (respectivement plus rouge de 0.1 magnitude que l'isochrone [Fe/H] = +0.2) ont leur métallicité fixée à [Fe/H] = -2.3 (resp. [Fe/H] = +0.2).

À l'issue de cette étape de préparation, j'ai à ma disposition le catalogue des 351 281 étoiles du relevé MegaCam qui se situent dans la région du CMD qui correspond aux étoiles RGB de

la galaxie d'Andromède. Chaque étoile est caractérisée par sa position sur le ciel (ξ , η) dans le repère centré sur M31, ses magnitudes g_0 et i_0 dérougies et sa métallicité calculée à partir des isochrones théoriques de Girardi et al. (2004) pour une population âgées de 14.1 milliards d'années.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

Chapitre 7

Recherche de courants stellaires dans le halo de M31

O Lorien ! *The Winter comes, the bare and leafless Day ; The leaves are falling in the stream, the River flows away.*

The Lord of the Rings, J. R. R. Tolkien

LES GRANDS RELEVÉS de la Voie Lactée et de la galaxie d'Andromède ont permis l'étude des halos des deux grandes galaxies du Groupe Local de manière bien plus exhaustives que les précédentes études ciblées. Autour de notre galaxie et à haute latitude, la publication des grands catalogues 2MASS et SDSS a permis de cartographier la traînée d'étoiles produite par l'accrétion de la galaxie naine du Sagittaire sur plusieurs orbites (voir chapitre 1). Si ce courant semble être le principal responsable du peuplement du halo Galactique en étoile géantes M (Ibata et al., 2002a; Majewski et al., 2003), en étoiles carbonées (Ibata et al., 2001a) en étoiles RR Lyrae (Vivas et al., 2001) ou en amas globulaires (Bellazzini, Ferraro & Ibata, 2003), d'autres courants plus diffus ont aussi été mis en évidence : la structure Virgo (Jurić et al., 2006), le "courant orphelin" de Belokurov et al. (2006c) et Grillmair & Dionatos (2006b) ou les courants produits par la destruction d'amas globulaires (Odenkirchen et al., 2003; Belokurov et al., 2006d; Grillmair & Johnson, 2006; Grillmair & Dionatos, 2006a,b; Grillmair, 2006). Autour de la galaxie d'Andromède, le relevé INT a permis de mettre en évidence de nombreuses structures, sans doute les restes d'accrétions, qui forment un disque étendu (Ibata et al., 2005). Ibata et al. (2001b) ont aussi montré que la galaxie d'Andromède est entourée d'un courant géant d'étoiles riches en métaux qui n'est pas sans rappeler la trainée laissée par la galaxie du Sagittaire autour de la Voie Lactée.

La présence de ces nombreux courants stellaires est peut-être le signe que les régions extérieures des halos ne contiennent pas de populations stellaires diffuses et homogènes mais conservent les structures stellaires des satellites accrétés, leur temps dynamique étant trop grand pour qu'elles se soient mélangées. Un tel comportement apparaît dans les simulations de galaxies aux caractéristiques similaires à la Voie Lactée ou à Andromède (par exemple Bullock, Kravstov & Weinberg 2001; Bullock & Johnston 2005) mais l'absence d'études panoramiques profondes de ces galaxies n'a jusqu'à présent pas permis de le confirmer observationnellement.

Le relevé MegaCam est un outil magnifique pour connaître l'homogénéité du halo de M31 jusqu'à des distances de ~ 150 kpc qui n'ont jusqu'à présent été étudiées que de manière très

ciblée (Guhathakurta et al., 2006b; Kalirai et al., 2006). En particulier, j'utilise le relevé pour construire des cartes du halo pour différents intervalles de métallicité (§ 7.1). Ces cartes me permettent de caractériser le courant géant jusqu'à son apocentre et aussi mettre en évidence au moins deux courants diffus, l'un perpendiculaire à l'axe mineur à une distance projetée de ~ 120 kpc dans le halo et l'autre le long de l'axe majeur de M31 (§ 7.2).

7.1 Méthode et cartes

La recherche de structures stellaires diffuses nécessite de construire des cartes qui sont les moins contaminées possible. La métallicité calculée pour chaque étoile permet déjà de discriminer les étoiles qui appartiennent potentiellement à une même structure. J'utilise en outre la méthode *matched-filter* pour réduire au mieux les contaminants des CMD (étoiles Galactiques à l'avant-plan et galaxies compactes en arrière-plan). Cette technique a été utilisée récemment par Grillmair & Johnson (2006) et Grillmair & Dionatos (2006a) sur le SDSS pour détecter les courants très diffus qui proviennent d'amas globulaires subissant les effets de marée de la Voie Lactée. Elle consiste à donner à chaque étoile *i* le poids w_i suivant (Rockosi et al., 2002) :

$$w_i = \frac{\rho_i^{\text{model}}(g-i,i)}{\rho_i^{\text{background}}(g-i,i)}$$
(7.1)

avec ρ_i^{model} la densité d'étoiles autour de la position de l'étoile *i* dans le diagramme couleurmagnitude du modèle théorique de la population recherchée et $\rho_i^{\text{background}}$ la densité d'étoiles autour de la position de l'étoile *i* dans le CMD qui modélise les contaminants.

Dans le cas idéal, le CMD d'un courant stellaire contient simplement une branche des géantes à une distance donnée. En première approximation, cette branche des géantes peut être considérée comme ayant une densité constante d'étoiles dans le CMD entre deux isochrones et une densité nulle en dehors de ces deux isochrones. Afin de ne pas ré-échantillonner les données, j'utilise directement les isochrones de Girardi et al. (2004) comme bornes des échantillons. La densité des contaminants est calculée pour cinq champs du relevé qui se situent dans les parties extérieures du halo de M31 et ne contiennent pas de structures stellaires évidentes (les champs M45, M46, M47, M48 et M58). La densité est calculée comme le nombre d'étoiles qui se trouvent à moins de 0.1 magnitude de la position de l'étoile i pour le CMD de chacun des cinq champs et $\rho_i^{\text{background}}$ est pris comme la valeur médiane des cinq densités ainsi calculées. De cette façon, une étoile a un poids nul si elle n'est pas dans l'intervalle de métallicité du modèle et son poids et d'autant plus important qu'elle se trouve dans des régions du modèle où peu de contaminants sont présents. Les isochrones sont situées à la distance de la galaxie d'Andromède, ce qui peut avoir pour effet de rendre une population stellaire plus pauvre (respectivement plus riche) en métaux si elle se trouve plus proche (resp. plus loin) de nous que M31. Cela n'est cependant pas gênant pour la recherche de structures stellaires diffuses dont la distance est de toute façon difficile à déterminer avec précision dans les données MegaCam.

Pour chaque pixel, les cartes sont ensuite construites en sommant les poids des étoiles qui se trouvent dans cette région du relevé. Pour éviter de devoir échantillonner avec des pixels de grande taille, les cartes sont lissées par une gaussienne de 2' de dispersion (chaque étoile est en fait remplacée par une gausienne de taille proportionnelle à son poids w_i). Afin de ne pas diminuer le signal d'une structure dont les étoiles seraient alignées en une RGB proche d'une



Chapitre 7 – Recherche de courants stellaires dans le halo de M31

FIG. 7.1 - Cartes du relevé MegaCam pour les intervalles de métallicité -2.3 < [Fe/H] < -1.3 (*a*), -1.7 < [Fe/H] < -0.7 (*b*), -1.3 < [Fe/H] < -0.4 (*c*), -0.7 < [Fe/H] < +0.0 (*d*) et -0.4 < [Fe/H] < +0.2 (*e*). M31 et certains de ces satellites sont représentés comme sur la Figure 6.1. Voir le texte pour plus de détails.



À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

FIG. 7.1 - Suite



Chapitre 7 – Recherche de courants stellaires dans le halo de M31

FIG. 7.2 - Schéma indiquant les différentes structures visibles dans le relevé MegaCam. Les contours du relevé sont tracés en rouge, le courant géant est délimité par le polygone rose en pointillés, le nouveau courant le long de l'axe majeur recouvre la région du polygone en pointillés verts et le courant perpendiculaire à l'axe mineur suit le tracé bleu. Les quatre nouveaux satellites sont représentés par les étoiles oranges. Enfin, M33 est représentée par le cercle noir épais. Les autres symboles sont les mêmes que sur la Figure 6.1.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

des isochrones qui définissent les intervalles de métallicité utilisées, les cartes incluent deux intervalles de métallicité successifs. Les cinq cartes ainsi obtenues sont présentées Figure 7.1 et montrent plusieurs caractéristiques intéressantes, schématisées sur la Figure 7.2 :

- M33 apparaît clairement dans la région sud-est du relevé. De même, les galaxies naines Andromède II située en (ξ, η) ~ (7.0°, -7.5°) et Andromède III située en (ξ, η) ~ (1.5°, -4.5°) sont clairement identifiables sur les cartes de basse métallicité comme attendu puisque ses galaxies ont des métallicités moyennes de [Fe/H] ~ -1.4¹ et [Fe/H] ~ -1.6 respectivement (McConnachie et al., 2005).
- Le courant géant couvre une partie du relevé qui est bien plus importante que ne le laissait deviner le relevé INT moins profond (sa présence sur la carte la moins métallique (*a*) est cependant due au regroupement des isochrones vers *i* ~ 23.5 et à l'augmentation des incertitudes sur les magnitudes).
- Le courant montre un gradient de métallicité avec une partie centrale plus riche en métaux (cartes *c* et *d*).
- Les cartes des étoiles faiblement métalliques (*a* et *b*) montrent la présence de quatre petites structures dans la région $0^{\circ} < \xi < 2^{\circ}$ et $-9^{\circ} < \eta < -7^{\circ}$. Nous verrons dans le chapitre 8 qu'il s'agit des nouvelles galaxies naines Andromède XI, XII et XIII et de l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de M31.
- Un courant diffus est visible pour les cartes de métallicité intermédiaire (cartes *b* et *c*), approximativement perpendiculaire à l'axe mineur de M31, entre l'axe mineur et les quatre nouveaux satellites.
- Un courant est aussi visible pour les métallicités intermédiaires (cartes *b* et *c*) le long de l'axe majeur.
- Le halo semble contenir des régions vides, surtout pour les métallicités basses ou élevées (cartes *a* et *e*) et dans la région sud-ouest pour toutes les cartes.

7.2 Les courants stellaires

7.2.1 Le courant géant

Le relevé MegaCam permet enfin de connaître l'étendue totale du courant géant dans sa partie sud. Ces données ont aussi l'avantage d'être bien plus profondes que les données INT, avec une magnitude limite proche de celle des données CFH12k utilisées par McConnachie et al. (2003). Mais contrairement aux données CFH12k qui ne ciblent que le centre de la structure stellaire, il est maintenant possible de tracer les contours du courant et donc d'étudier les gradients de métallicité de ses populations stellaires. Il est directement évident Figure 7.1 que les étoiles les plus riches en métaux sont aussi plus concentrées à l'intérieur du courant. Cela est confirmé à gauche de la Figure 7.3 où les comptages d'étoiles le long de la coordonnée η dans l'intervalle $-4.0^{\circ} < \xi < -3.5^{\circ}$ sont représentés pour les différents intervalles de métallicité². Trois intervalles montrent clairement une augmentation du nombre d'étoiles en raison du courant : -1.3 < [Fe/H] < -0.7, -0.7 < [Fe/H] < -0.4 et -0.4 < [Fe/H] < +0.0. Pour ces deux derniers, on retrouve le comportement déjà mis en évidence par McConna-

¹And II n'est située qu'à 652 ± 20 kpc (McConnachie et al., 2005) ce qui la rend moins métallique qu'elle ne l'est réellement sur les cartes de la Figure 7.1 construites avec des isochrones à la distance de M31

²Les profils sont légèrement différents de ceux construits par McConnachie et al. (2003) car ils ne sont pas mesurés le long d'un axe perpendiculaire au courant. En effet, le relevé MegaCam ne couvre pas également les deux côtés (est et ouest) du courant. Cela peut avoir pour effet d'élargir les profils orthogonaux.



FIG. 7.3 - Profils stellaires du courant géant de M31 dans le relevé MegaCam. À gauche : Les profils orthogonaux au courant sont effectués pour une bande du relevé avec $-4.0^{\circ} < \eta < -3.5^{\circ}$ et pour chaque intervalle de métallicité délimité par les isochrones de Girardi et al. (2004) (la correspondance métallicité-couleur est donnée dans le cadre de droite). À droite : Les profils le long du courant sont construits en calculant la distance de chaque étoile le long de lignes parallèles à celle qui passe par le centre de M31 et du centre du courant (ξ , η) = (-3.5° , 1.0°) obtenu à partir des profils orthogonaux. Dans tous les cas, le courant est clairement visible dans les intervalles de métallicité -0.7 < [Fe/H] < -0.4 et -0.4 < [Fe/H] < +0.0 et, de manière plus diffuse, dans l'intervalle -1.3 < [Fe/H] < -0.7.

chie et al. (2003) : une croissance brutale du nombre d'objets dans la partie est de l'intervalle (la région où $\xi > 0.0^{\circ}$), un plateau pour $0.5^{\circ} \lesssim \xi \lesssim 2.0^{\circ}$ et une décroissance des comptages d'étoiles dans la partie ouest qui, bien que plus douce reste assez rapide. *A contrario*, pour l'intervalle de métallicité -1.3 < [Fe/H] < -0.7, le courant n'est pas autant structuré et l'histogramme montre une augmentation approximativement linéaire des comptages de part et d'autre du pic qui est en outre moins important que précédemment. De plus, le profil est asymétrique et contient plus d'étoiles dans sa partie ouest, près de l'axe mineur. Il est très peu probable que celles-ci proviennent d'une des composantes de M31 car le profil de la galaxie le long de son axe mineur ne prévoit qu'une faible densité d'étoiles (Irwin et al., 2006) à cette distance. Cette population est donc plus probablement liée au courant géant et indique que son orbite provient de l'est avant son apocentre.

Les profils stellaires le long du courant sont présentés à droite de la Figure 7.3. Ici aussi, seuls les intervalles de métallicité -1.3 < [Fe/H] < -0.7, -0.7 < [Fe/H] < -0.4 et -0.4 < [Fe/H] < +0.0 montrent clairement la présence du courant. Comme précédemment, les profils des deux intervalles les plus métalliques montrent une chute brutale des comptages et indiquent que le courant s'étend jusqu'à une distance de $\sim 6^{\circ}$ du centre de M31. Le profil de métallicité intermédiaire (-1.3 < [Fe/H] < -0.7) montre, comme dans les profils orthogonaux, une chute plus douce des comptages dans le courant, jusqu'à $\sim 7^{\circ}$ de M31. Le courant s'étend donc légèrement plus loin que les champs CFH12k avec un apocentre situé à une distance projetée de 85 ± 15 kpc d'Andromède. En utilisant la distance au courant de 880 ± 20 kpc mesurée par McConnachie et al. (2003) dans le champ CFH12k numéro 1 (le plus éloigné de M31 qui se trouve à une distance de $\sim 4.5^{\circ}$ de M31)³, on obtient que l'apocentre de l'orbite du progéniteur est de 125 ± 25 kpc.

Le centre du courant est donc composé d'une population riche en métaux, de métallicité -0.7 < [Fe/H] < +0.0, qui forme un cœur bien défini et semble indiquer que le progéniteur du courant est seulement en train de se désagréger sous les effets des forces de marée induites par la galaxie d'Andromède. Il est entouré d'un halo plus diffus et plus étendu d'étoiles moins métalliques (-1.3 < [Fe/H] < -0.7). La distribution de métallicités d'étoiles du courant géant effectuée par Guhathakurta et al. (2006a) montre en fait déjà cette population puisque si elle est piquée dans l'intervalle -0.7 < [Fe/H] < -0.1, elle présente aussi une aile plus pauvre en métaux jusqu'à $[Fe/H] \sim -1.0$ (voir leur Figure 10). Ces deux composantes stellaires, dont les CMD sont présentés Figure 7.4, ne correspondent pas à ce que l'on peut attendre de l'accrétion d'une galaxie naine. En effet, si des populations plus riches en métaux ont été mises en évidence dans le cœur de certaines galaxies naines du Groupe Local (par exemple Tolstoy et al. 2004 pour Sculptor), elles ne représentent pas la majorité des étoiles de ces naines. En revanche, ce comportement pourrait être dû à l'accrétion d'une petite galaxie disque par M31. La majorité des étoiles, riches en métaux et regroupées au centre du courant, correspondrait alors au disque tandis que la composante plus diffuse et moins métallique serait produite par le halo stellaire de la galaxie accrétée. La taille importante du courant dans le relevé MegaCam indique aussi un système plus massif que ne le laissait penser les résultats du relevé INT.

Ces nouvelles données indiquent aussi que les modèles d'orbites proposés par Ibata et al. (2004) et par Font et al. (2006) (les modèles situés entre leurs modèles A et B) ne sont pas très éloignés des observations en prédisant une orbite qui provient de l'est avant son apocentre qui se situe légèrement au-delà du dernier champ CFH12k situé à $\sim 5^{\circ}$ de M31. Leurs conclusions

³Contrairement aux données CFH12k utilisées par McConnachie et al. (2003), le TRGB du courant dans la région du relevé MegaCam est difficilement mesurable du fait de la baisse de contraste des étoiles RGB du courant par rapport aux naines Galactiques d'avant-plan qui se situent aux mêmes latitudes



FIG. 7.4 - CMD des deux populations stellaires qui composent le courant géant. À gauche : Les régions extérieures du courant ($2.5^{\circ} < \xi < 3.5^{\circ}$ et $-3.5^{\circ} < \eta < -4.0^{\circ}$) contiennent surtout une population qui est légèrement plus bleue que l'isochrone de métallicité [Fe/H] = -0.7. À *droite* : Les régions centrales du courant ($0.5^{\circ} < \xi < 1.5^{\circ}$ et $-3.5^{\circ} < \eta < -4.0^{\circ}$) sont majoritairement composées d'une population de métallicité [Fe/H] ~ -0.4 . Les isochrones superposées sont celles de Girardi et al. (2004) à la distance de M31.

restent donc valides. En revanche, les meilleurs modèles de Fardal et al. (2006) semblent quant à eux sous-estimer l'étendue du courant. Les nouvelles contraintes apportées par le relevé MegaCam doivent maintenant permettre d'effectuer des simulations *N*-corps plus détaillées que les modèles d'orbites qui peuvent parfois s'en éloigner sensiblement (voir Fardal et al. 2006).

7.2.2 Un courant diffus à une distance projetée de $\sim 120 \, \text{kpc}$ dans le halo

La carte pour l'intervalle de métallicité -1.7 < [Fe/H] < -0.7 révèle la présence d'un courant stellaire diffus, globalement perpendiculaire à l'axe mineur de M31 et qui s'étend entre $(\xi, \eta) \sim (6.0^\circ, -6.0^\circ)$ et $(\xi, \eta) \sim (4.0^\circ, -7.5^\circ)$ avant de s'infléchir vers $(\xi, \eta) \sim (1.0^\circ, -6.5^\circ)$. La carte d'extinction ne montrant pas de structure particulière dans cette région du halo de M31, cette surdensité stellaire ne peut être expliquée par des variations de E(B - V). En isolant la région autour du courant (polygone sur la carte de la Figure 7.5), je construis son diagramme couleur-magnitude (en bas de la Figure 7.5). Il montre assez nettement une branche des géantes qui, en comparaison des isochrones situées à la distance de M31, semble avoir une métallicité de l'ordre de [Fe/H] ~ -1.3 . L'extrémité de la branche des géantes est difficile à déterminer au milieu de la contamination des naines de la Voie Lactée. Elle reste cependant tout à fait compatible avec une population à la distance de la galaxie d'Andromède.

La région définie Figure 7.5 est aussi utilisée pour déterminer la magnitude absolue du courant et sa brillance de surface. Les flux de l'ensemble des étoiles de métallicité -1.7 < [Fe/H] <-1.0 de la région (d'une surface de 5.7 degrés-carrés) sont sommés dans les bandes g et i du relevé. Ils sont ensuite corrigés par le flux des contaminants, calculé pour le degré-carré du champ M57 qui ne contient pas de structures visibles mais reste assez proche de la région du courant. J'en déduis une magnitude absolue de $M_{g,\min} = -8.8$ et $M_{i,\min} = -11.2$ à la distance de M31 (m - M = 24.47). L'utilisation des équations de couleur définies Annexe B donne $M_{V,\min} = -9.3$ et $M_{I,\min} = -10.6$ dans les bandes Landolt. Enfin, cette valeur étant obtenue à partir des seules étoiles des trois magnitudes supérieures de la branche des géantes, j'utilise les observations d'And III pour corriger cette valeur de l'incomplétude (voir plus loin § 8.1.1 pour plus de détails) et obtiens finalement $M_V \sim -11.5$. La structure semblant s'étendre au-delà du relevé MegaCam vers le quadrant est du halo de M31, cette valeur n'est en fait qu'une limite inférieure. Il est néanmoins intéressant de noter que la région autour de $(\xi, \eta) \sim (6.0, -6.0)$ semble plus concentrée et pourrait correspondre aux restes du progéniteur du courant. Si c'est bien le cas et en supposant que le courant est de même taille de chaque côté du progéniteur, le relevé MegaCam devrait intersecter la majeure partie de la structure. La taille de cette région plus concentrée ($\sim 1^{\circ}$, c'est-à-dire ~ 15 kpc, de diamètre) est aussi compatible avec les restes d'une galaxie naine. Malgré les incertitudes sur la magnitude absolue déduite, cette valeur est tout à fait compatible avec une galaxie naine similaire à And I ou And II ($M_V = -11.8 \pm 0.1$ et $M_V = -12.6 \pm 0.2$ respectivement ; McConnachie et al. 2005).

La brillance de surface du courant stellaire est quant à elle de $\Sigma_V \sim 32.5$ mag arcsec⁻², ce qui explique aisément que cette structure soit jusqu'ici passée inaperçue. À titre de comparaison, le courant géant qui n'a été mis en évidence que récemment a une brillance de surface de $\Sigma_V = 30 \pm 0.5$ mag arcsec⁻² (Ibata et al., 2001b). L'origine de cette structure reste cependant inconnue. Sa différence de métallicité semble exclure qu'il s'agisse d'une coquille formée lors d'un passage précédent du courant géant et il est vraisemblable qu'elle soit simplement le résultat d'une autre accrétion dans le halo de M31. Sa distance dans le halo est cependant relativement grande (au moins ~ 120 kpc) et les forces de marée qui s'exercent sur le progéniteur en



FIG. 7.5 - *En haut* : Carte des étoiles dans l'intervalle de métallicité -1.7 < [Fe/H] < -0.7 dans la région du courant diffus visible perpendiculaire à l'axe mineur. Les quatre nouveaux satellites de la galaxie d'Andromède détectés dans le relevé MegaCam et décrits en détails dans le chapitre 8 sont aussi indiqués sur la carte, dans la région sud-ouest. *En bas* : CMD de la région du courant délimitée par le polygone en pointillés blancs sur la carte. Les isochrones et leur couleur sont les mêmes que sur la Figure 7.4. Cette région de 5.7 degrés-carrés montre clairement une branche des géantes, de métallicité [Fe/H] ~ -1.3 .

sont d'autant moins importantes, sauf si son orbite est plutôt elliptique et passe proche d'Andromède. De nouvelles observations, en particulier photométriques au-delà de l'axe mineur sont nécessaires pour connaître l'étendue exacte de ce courant mais aussi spectroscopiques pour caractériser son orbite. La similitude entre la métallicité mesurée par Kalirai et al. (2006) à ~ 120 kpc le long de l'axe mineur de M31 (et qu'ils attribuent à un halo homogène) et celle du courant pourrait aussi indiquer que leurs champs ne tracent pas le halo mais les étoiles du courant.

7.2.3 Un courant stellaire le long de l'axe majeur

Le relevé montre aussi une plus grande densité d'étoiles le long de l'axe majeur de M31 pour les deux cartes de métallicité -1.7 < [Fe/H] < -0.7 et -1.3 < [Fe/H] < -0.4. Le CMD de cette région (Figure 7.6) montre très nettement une population stellaire alignée le long d'une branche des géantes de métallicité légèrement inférieure à l'isochrone [Fe/H] = -1.3 dex. Or, à la distance où commence le relevé MegaCam, la brillance de surface du halo de M31 est de seulement $\Sigma_V \sim 32$ mag arcsec⁻² (Irwin et al., 2006), c'est-à-dire similaire au courant stellaire présenté § 7.2.2, ce qui n'est clairement pas le cas sur la carte *c* de la Figure 7.1. Par ailleurs, si ces étoiles appartenaient à une composante de M31, elles devraient être réparties uniformément autour de M31 et non pas seulement le long de son axe majeur.

L'étendue de ce courant est difficile à déterminer puisqu'il se situe sur le bord du relevé MegaCam. Néanmoins, l'étude individuelle des CMD des champs MegaCam situés le long de l'axe majeur montrent que les champs M02, M10 et M20 contiennent clairement cette RGB mais qu'elle devient plus diffuse à mesure que la distance à M31 augmente. Le champ M32 pourrait contenir la même population mais sa faible densité dans ce champ rend la détection douteuse. Ce courant s'étend donc sur au moins 4°, c'est-à-dire au moins ~ 55 kpc, s'il se trouve à la distance de M31, avant de devenir trop diffus ou de sortir des limites du relevé MegaCam. Cette taille importante et la finesse de la branche des géantes de la Figure 7.6 indiquent que ce courant stellaire est vraisemblablement produit par la dislocation d'une galaxie naine mais de nouvelles observations sont nécessaires pour mieux caractériser le progéniteur.

7.2.4 Une population diffuse dans les régions sans structure?

La présence de plusieurs courants stellaires dans le relevé MegaCam empêche de construire le profil de densité du halo de M31 comme l'ont par exemple fait Guhathakurta et al. (2006b) jusqu'à une distance projetée de 160 kpc. Il est en revanche possible de chercher la présence d'un tel halo dans les régions du relevé qui semblent exemptes de toute structure stellaire. En particulier, la région sud-ouest du quadrant couvert ne montre pas de surdensité évidente, quel que soit l'intervalle de métallicité étudié. Le CMD de cette région est construit Figure 7.7. Contrairement à ce que laissent penser les cartes, le CMD semble contenir une population stellaire très diffuse dont surtout le bas de la branche des géantes est visible, dans la région 23.0 < i_0 < 24.0 et (g - i)₀ ~ 1.0. Bien que très diffuse, cette surdensité dans le CMD est comparable avec l'isochrone de Girardi et al. (2004) de métallicité [Fe/H] = -1.3. Étant donné le faible nombre d'étoiles dans cette branche des géantes par rapport aux contaminants, il est très difficile de déterminer directement la brillance de surface de la population. Sa similarité avec le courant perpendiculaire à l'axe mineur permet cependant de l'utiliser comme référence. En supposant que les contaminants (pour (g - i)₀ < 0.5 et (g - i)₀ > 1.0), il est possible



FIG. 7.6 - Comme la Figure 7.5 pour le courant stellaire qui est visible le long de l'axe majeur. Le CMD correspondant à la boite de sélection en pointillés montre clairement une fine branche des géantes de métallicité légèrement inférieure à [Fe/H] = -1.3.



FIG. 7.7 - Comme la Figure 7.5 pour la région du relevé qui ne présente par de structure stellaire apparente. Le CMD correspondant à la boite de sélection en pointillés montre une structure très diffuse en $23.0 \lesssim i_0 \lesssim 24.0$ et $(g - i)_0 \sim 1.0$ qui pourrait correspondre au bas d'une branche des géantes de métallicité [Fe/H] ~ -1.3 .

d'en déduire que la population diffuse contient ~ 4 fois moins d'étoiles dans cette région que le courant perpendiculaire à l'axe mineur (et a un rapport signal-sur-bruit de ~ 7 dans cette région). Sa brillance de surface serait donc $\Sigma_V \sim 34$ mag arcsec⁻² si cette population est à la distance de M31.

Cette valeur et l'existence même de la population sont évidemment à prendre avec précaution au vu de son CMD. Elle pourrait néanmoins correspondre au "halo" mis en évidence par Kalirai et al. (2006) et Guhathakurta et al. (2006b) et qui, à une distance projetée de ~ 120 kpc le long de l'axe mineur de M31, est mesuré avec une métallicité de [Fe/H] ~ -1.2 et une brillance de surface de $\Sigma_V \sim 34 - 35$ mag arcsec⁻². Alternativement, une métallicité identique à celle du courant perpendiculaire à l'axe mineur (§ 7.2.2) pourrait indiquer que ce courant a peuplé le halo de M31 d'une population diffuse dont seules les régions les plus denses (par exemple à l'apocentre) sont visibles sur la carte *b* de la Figure 7.1. Mais avec moins de 50 étoiles par degré-carré observables par DEIMOS (c'est-à-dire seulement quelques étoiles par champ DEIMOS pour lesquelles *i* < 22.0), il sera très difficile de conclure sur son origine.

7.3 Conclusions

Les cartes du relevé MegaCam pour différents intervalles de métallicité montrent que le halo de la galaxie d'Andromède est plutôt inhomogène et contient plusieurs courants stellaires résultants sans doute de la destruction de satellites par les forces de marée de la galaxie hôte.

Le courant géant mis en évidence par Ibata et al. (2001b) est enfin cartographié jusqu'à son apocentre qui se situe à $\sim 6^{\circ}$ de M31, c'est-à-dire, ~ 125 kpc en tenant compte de la distance du courant sur la ligne de visée. Il semble par ailleurs qu'il ait suivi une orbite légèrement plus à l'est de sa position actuelle avant d'atteindre son apocentre. Le courant est formé d'une région centrale composée d'étoiles riches en métaux, entourée d'une population stellaire plus diffuse et plus pauvre en métaux ce qui semble indiquer qu'il est produit par la destruction d'une galaxie disque et non d'une galaxie naine sphéroïdale. Un deuxième courant qui s'étend le long de l'axe majeur de la galaxie d'Andromède est aussi mis en évidence sur $\sim 4^{\circ}$. Passé jusqu'ici inaperçu sur les relevés moins profonds ou moins étendus, il est composé d'étoiles de métallicité intermédiaire ([Fe/H] ~ -1.3). Un autre courant, plus diffus avec une brillance de surface de seulement $\Sigma_V \sim 32.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ apparaît perpendiculaire à l'axe mineur, à une distance projetée de \sim 120 kpc de M31. De métallicité similaire ([Fe/H] \sim -1.3), il s'étend au-dela du relevé MegaCam jusque dans le quadrant est. Enfin, la région du relevé qui semble ne pas contenir de structures stellaires dans le coin sud-ouest du quadrant observé pourrait en fait contenir une population très diffuse ($\Sigma_V \sim 34 - 35 \text{ mag arcsec}^{-2}$), là encore de métallicité $[Fe/H] \sim -1.3 \, dex.$

Si les métallicités calculées pour ces différentes populations correspondent au profil de métallicité de Kalirai et al. (2006), l'absence de réelle homogénéité dans le relevé est plutôt inquiétante quant à la réalité d'un profil homogène, surtout s'il n'est mesuré qu'à partir de quelques champs du halo, espacés de plusieurs degrés. En effet, si ces champs avaient été observés le long de l'axe majeur de la galaxie d'Andromède, son halo aurait fort probablement était prédit plus métallique et plus dense qu'il ne l'a été le long de l'axe mineur (Guhathakurta et al., 2006b). Les distributions de métallicité des différents champs de Kalirai et al. (2006) montrent par ailleurs une très grande variabilité (même si celle-ci pourrait être uniquement due au faible nombre d'objets).

La découverte de nouveaux courants stellaires est en accord avec les récentes observa-

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

tions effectuées autour de la Voie Lactée où chaque gain en profondeur ou étendue des relevés grands champs révèle aussi de nouveaux restes d'accrétion (voir le chapitre 1). Cette inhomogénéitié des relevés, en particulier au travers de la vision panoramique du relevé de MegaCam, montre un accord qualitatif avec les modèles de Bullock, Kravstov & Weinberg (2001) et Bullock & Johnston (2005) (voir Figure 1.1). Dans ces modèles d'une galaxie similaire à la Voie Lactée (et donc proche de la galaxie d'Andromède), seules les parties les plus centrales du halo sont homogènes car elles sont composées des étoiles de nombreux satellites accrétées. La proximité de la galaxie hôte a pour effet de mélanger efficacement ces nombreux courants et tend à faire disparaître leur cohérence spatiale. En revanche, les courants stellaires des parties extérieures du halo, dont la période orbitale est plus grande, passent moins souvent à leur péricentre où ont lieu les plus importantes pertes de masse du satellite (Johnston, 1998) et gardent donc leur cohérence plus longtemps.

De nouvelles observations, tant photométriques que spectroscopiques sont indispensables pour cartographier complètement les nouveaux courants et reconstruire leur orbite, étape nécessaire pour comprendre leur influence sur la formation des régions externes du halo stellaire de M31.

Chapitre 8

Recherche de galaxies faiblement lumineuses dans le halo de M31

Into this wilde Abyss, The Womb of nature and perhaps her Grave, Of neither Sea, nor Shore, nor Air, nor Fire, But all these in thir pregnant causes mixt Confus'dly, and which thus must ever fight, Unless th' Almighty Maker them ordain His dark materials to create more Worlds

Paradise Lost, John Milton

OUTRE LA PRÉSENCE de nombreuses structures stellaires probablement dues à des accrétions dans le halo de la galaxie d'Andromède (Ibata et al., 2001b; Ferguson et al., 2002; Ibata et al., 2005), les relevés systématiques du ciel autour de M31 ont mis en évidence des galaxies naines à faible brillance de surface. And IX et And X ont ainsi été découvertes à partir des observations du SDSS de M31, dans une bande de 2 degrés de large le long de son axe majeur (Zucker et al., 2004b, 2006a). En parallèle, la recherche de telles galaxies faiblement lumineuses autour de la Voie Lactée a permis la découverte des galaxies UMa, CVn et Boo (Willman et al., 2005; Zucker et al., 2006b; Belokurov et al., 2006a) dans les versions successives du SDSS.

La découverte de ces galaxies entraîne évidemment une interrogation sur la réalité du problème des satellites manquants (voir chapitre 1). Y a-t-il réellement une déficience de satellites dans les halos des galaxies telles que la Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède, ou s'agit-il simplement d'un biais observationnel, produit par la faible brillance de surface de satellites fortement dominés par la matière noire? Avec le relevé MegaCam, je suis dans une position privilégiée pour quantifier le nombre de tels satellites dans le halo de M31. Cette partie de l'analyse des données m'a permis de mettre en évidence trois nouvelles galaxies naines et l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de M31.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

TAB. 8.1 - Caractéristiques des trois nouvelles galaxies naines et de l'amas globulaire découverts dans le halo de M31. Le module de distance des trois galaxies, difficile à déterminer étant donné le faible nombre d'étoiles qui les composent, est pris égal à celui de M31. La métallicité de l'amas globulaire GC est déterminée par ajustement d'isochrones tandis que celle des galaxies naines correspond à la métallicité médiane des étoiles qui les composent.

	And XI	And XII	And XIII	GC
α (J2000)	0 ^h 46 ^m 20 ^s	0 ^h 47 ^m 27 ^s	0 ^h 51 ^m 51s	0 ^h 50 ^m 42 ^s .5
δ (J2000)	$+33^{\circ}48'05''$	$+34^{\circ}22'29''$	$+33^{\circ}00'16''$	+32°54′59″.6
M_{V0}^{\min}	-5.0	-4.3	-4.4	-
M_{V0}	-7.3 ± 0.5	-6.4 ± 1.0	-6.7 ± 1.0	-8.5 ± 0.3
<i>r</i> _{1/2} (pc)	115 ± 45	125 ± 45	115 ± 45	2.3 ± 0.2
[Fe/H] médiane	-1.3	-1.5	-1.4	-1.3
$(m - M)_0$	24.47 (M31)	24.47 (M31)	24.47 (M31)	24.0 ± 0.2

8.1 Découverte de quatre nouveaux satellites de la galaxie d'Andromède

L'étude individuelle des soixante-trois champs du relevé permet de repérer les candidats satellites les plus prometteurs, c'est-à-dire ceux qui correspondent à la fois à un groupe resserré d'étoiles sur le ciel et dont les étoiles sont alignées le long d'une branche des géantes à la distance de M31. Trois galaxies naines et un gros amas globulaire sont ainsi trouvés, tous les quatre situés à moins de deux degrés les uns des autres. En suivant le convention adoptée par Armandroff, Davies & Jacoby (1998) et Armandroff, Jacoby & Davies (1999), je nomme les trois naines Andromède XI, XII et XIII (And XI, XII et XIII). L'amas globulaire est simplement appelé GC. L'ensemble des paramètres déterminés pour ces satellites est résumé dans la Table 8.1.

8.1.1 And XI

C'est la plus lumineuse des trois nouvelles galaxies naines. Son CMD est présenté dans le cadre de gauche de la Figure 8.1 pour un rayon de 3 arcminutes autour de sa position centrale, c'est-à-dire jusqu'au rayon où le flux des étoiles ne contribue plus au flux total de la naine (voir plus bas). Le CMD montre la branche des géantes, de métallicité $[Fe/H] \sim -1.3$ et peuplée de \sim 40 étoiles qui a trahi la présence de la galaxie. La distribution de métallicité des étoiles du CMD de magnitude i < 24.0 est tracée en haut à droite de la même Figure et permet de déterminer la métallicité médiane comme étant [Fe/H] = -1.3. Cette distribution de métallicité est aussi utilisée pour éliminer les quelques étoiles qui n'appartiennent pas à And XI car leur métallicité est très différente de la valeur médiane. Ainsi pour la suite, seules les étoiles de métallicité -1.8 < [Fe/H] < -0.8 (histogramme noir) sont considérées comme appartenant à la naine et sont utilisées pour déterminer ses paramètres. Leur faible nombre rend néanmoins cette détermination difficile. En particulier, la distance qui nous sépare de la naine est délicate à contraindre étant donnée la difficulté de déterminer l'extrémité de la branche des géantes parmi les contaminants et l'absence d'une branche horizontale claire dans les données MegaCam. C'est pourquoi la distance de l'objet est prise égale à celle de M31 $(m - M = 24.47, \text{ mais voir } \S 8.2).$

La position centrale d'And XI est calculée comme étant la position moyenne de ses étoiles :



FIG. 8.1 - À gauche : Diagramme couleur-magnitude dans une région de 3' autour de la position centrale d'And XI. Quatre isochrones de Girardi et al. (2004) sont representées, pour des métallicités de [Fe/H] = -2.3, -1.3, -0.4 et +0.2 et à la distance de M31. Les étoiles sont majoritairement alignées le long d'une branche des géantes de métallicité $[Fe/H] \sim -1.3$. La ligne fine en pointillés représente la limite en magnitude de i < 24.0 utilisée pour déterminer les caractéristiques de la naine. À *droite, en haut* : Distribution des métallicités des étoiles de la même région (histogramme bleu). Seules les étoiles pour lesquelles -1.8 < [Fe/H] < -0.8 sont considérées comme appartenant à And XI (histogramme noir) et leur médiane, représentée par la flèche rouge est [Fe/H] = -1.3. À *droite, en bas* : Distribution des étoiles de métallicité -1.8 < [Fe/H] < -0.8. Les étoiles d'And XI sont clairement regroupées sur le ciel. La carte en couleur en arrière-plan est produite en lissant la distribution des étoiles par une gaussienne de 0/5 de dispersion. Malgré le faible nombre d'étoiles qui la compose, la galaxie naine a un aspect relativement elliptique et régulier. Le cercle blanc en pointillés représente le rayon limite de 3' utilisé pour déterminer les caractéristiques de la naine.



FIG. 8.2 - Profils de lumière d'And XI (à gauche), And XII (au centre) et And XIII (à droite) dans les bandes *g* (bleu) et *i* (rouge). Dans chaque cas, la contribution en flux de chaque étoile est corrigée par le flux contaminant moyen obtenu à partir des étoiles qui se trouvent dans un anneau entre 4 et 10 arcminutes du centre de la galaxie. Le flux total est ensuite normalisé en supposant que l'ensemble des étoiles de la galaxie se trouve à l'intérieur de 3'.

 $(\alpha, \delta) = (0^{h}46^{m}20^{s}, +33^{\circ}48'05'')$. À partir de cette position centrale, il est possible de déterminer le profil de brillance et donc le rayon de demi-lumière de la naine. Pour construire ce profil, le flux contaminant provenant des étoiles du halo de M31 et surtout des naines Galactiques d'avant-plan est déterminé à partir du flux total des étoiles se situant dans un anneau entre 4 et 10 arcminutes du centre d'And XI. La contribution de chaque étoile de la naine est corrigée de ce flux contaminant pour produire les profils montrés dans le panneau de gauche de la Figure 8.2 pour les deux bandes d'observation. Ils deviennent plats dans la région entre 2 et 4 arcminutes malgré des fluctuations de l'ordre de 10% dans cette région. Il semble donc raisonnable de considérer que la contribution des étoiles de la galaxie s'arrête à 3 arcminutes, rayon que j'utilise par la suite pour déterminer les paramètres de la naine. Le rayon de demilumière est simplement calculé comme le rayon où le flux des étoiles atteint 50% du flux total de la naine. Il correspond à $r_{1/2} = 0.5$ dans les deux bandes. Bien que le profil de lumière d'And XI soit relativement lisse (surtout en comparaison avec les deux autres naines moins brillantes), cette valeur est entachée d'une incertitude importante. L'utilisation d'une méthode de bootstrap, où les flux des étoiles sont choisis aléatoirement dans la distribution des flux des étoiles d'And XI, révèle une incertitude de \pm 0.'1. Or, seulement une partie des sources d'incertitude sont prises en compte dans ce ré-échantillonnage. En particulier, il ne tient pas compte du bruit qui découle du faible nombre d'objets, de l'incertitude sur la détermination du flux contaminant ou encore du rayon limite choisi pour les étoiles de la naine. Je double donc cette incertitude et en obtiens $r_{1/2} = 0.5 \pm 0.2$, ce qui correspond à $r_{1/2} = 115 \pm 45$ pc, à la distance de M31.

Le dernier paramètre important de la naine qu'il est possible de déterminer à partir des données MegaCam est sa magnitude absolue. En fait, les données permettent de calculer une limite inférieure à celle-ci, pour les trois premières magnitudes de la branche des géantes. La contribution du flux des étoiles à l'intérieur de 3 arcminutes (encore une fois corrigé du flux contaminant) donne $M_{g,\min}^{\text{AndXI}} = -4.6$ et $M_{i,\min}^{\text{AndXI}} = -5.8$ dans les bandes g et i respectivement. En utilisant les équations de couleur présentées dans l'Annexe B, ces magnitudes sont utilisées pour calculer la magnitude dans la bande V de l'INT, puis la magnitude dans la bande V Landolt, généralement utilisée pour ce type de mesure. J'en déduis donc dans cette bande $M_{V,\min}^{\text{AndXI}} = -5.0$. Avec cette mesure à partir des étoiles RGB, une part importante du flux de la galaxie naine n'est pas prise en compte. Pour normaliser la magnitude obtenue, j'utilise la galaxie naine Andromède III dont la magnitude absolue est $M_{V}^{\text{AndIII}} = -10.2 \pm 0.3$ (McConnachie et al., 2005) et qui a été observée dans le relevé MegaCam. La mesure de sa magnitude absolue à partir des 3 magnitudes supérieures de sa RGB donne $M_{V,\min}^{\text{AndIII}} = -7.7$. Une partie d'And III n'étant pas observée avec MegaCam car tombant entre deux CCD, j'estime que \sim 20% du flux de la galaxie n'est pas mesurée, ce qui donne finalement $M_{V,\min}^{\text{AndIII}} = -7.9$. Îl y a une différence de magnitude de 2.3 entre la mesure à partir des étoiles RGB et la magnitude absolue totale d'Andromède III. La magnitude absolue d'And XI doit donc approximativement être $M_V^{\text{AndXI}} = M_{V,\min}^{\text{AndXI}} - 2.3 = -7.3^{1}$. Les incertitudes sur cette valeur sont *a priori* importantes étant donnée la manière dont elle est calculée. Néanmoins, une comparaison du CMD d'And XI avec ceux d'Andromède IX et X (Zucker et al., 2004b, 2006a) et d'Ursa Major (Willman et al., 2005) montre que la RGB d'And XI est moins peuplée que celles des deux satellites d'Andromède mais plus peuplée que celle d'UMa. On peut donc s'attendre naïvement à ce qu'And XI soit moins lumineuse qu'And IX et X qui ont des magnitudes respectives de $M_V^{\text{AndIX}} = -8.3 \pm 0.5$ et $M_V^{\text{AndX}} = -8.1 \pm 0.5$, mais plus lumineuse qu'UMa dont la magnitude est $M_{\nu}^{\text{UMa}} \sim -6.5$. C'est bien ce qui est trouvé donnant ainsi confiance dans la valeur mesurée

¹En faisant cela, je suppose implicitement que les deux galaxies naines ont la même fonction de luminosité.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 8.3 - Image MegaCam dans la bande *g* autour de la région d'And XI. Tous les objets identifiés comme des étoiles dans cette bande (indépendamment de l'identification en *i*) sont entourés de vert, le diamètre du cercle étant proportionnel à la luminosité de l'étoile. And XI est à peine visible, mais correspond bien à une surdensité d'étoiles de faible luminosité. And XI se trouve à la limite du champ observé mais la très grande majorité des étoiles de la galaxie apparaissent ici.

et suggèrant des incertitudes de l'ordre de ± 0.5 .

L'image de la région de la galaxie naine dans la bande *g* est présentée Figure 8.3. Tous les objets identifiés comme des étoiles lors de la réduction sont entourés d'un cercle de diamètre proportionnel à leur luminosité. Cette région montre bien une surdensité d'étoiles de faible magnitude mais la galaxie elle-même est difficilement visible. And XI se situe à cheval sur deux champs MegaCam. Seul l'un d'entre eux est présenté dans la Figure mais il contient la plupart des étoiles de la naine. Le panneau en bas à droite de la Figure 8.1 montre la carte sur le ciel des étoiles de métallicité similaire à And XI (-1.8 < [Fe/H] < -0.8). La carte couleur sous-jacente correspond au lissage de chaque étoile par une gaussienne de 0.5 de dispersion. And XI apparaît ici clairement et, malgré le faible nombre d'étoiles qui la composent, semble relativement régulière et elliptique.

8.1.2 And XII

Parmi les trois galaxies naines présentées ici, And XII est celle qui a la branche des géantes la moins peuplée avec ~ 20 étoiles. Son CMD est présenté Figure 8.4 pour une région de 3' autour de la position centrale de la structure et montre bien une RGB entre les isochrones de métallicité [Fe/H] = -2.3 et -1.3. La distribution de métallicité de ces étoiles contient un pic de métallicité médiane [Fe/H] = -1.5. Je considère que seules les étoiles qui forment ce pic, c'est-à-dire avec -1.8 < [Fe/H] < -1.0 appartiennent à And XII. La distribution de ces étoiles sur le ciel (en bas à droite de la même Figure) montre que les étoiles de cette RGB sont



FIG. 8.4 - Comme la Figure 8.1 pour la naine And XII.



À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

FIG. 8.5 - Comme la Figure 8.3 mais pour la naine And XII. Son faible nombre d'étoiles la rend invisible sur les images et seule la carte de la distribution des étoiles (Figure 8.4) permet de repérer la surdensité qu'elle produit.

regroupées sur le ciel. Il est donc fort peu probable que ce double regroupement — sur le ciel et le long d'une branche des géantes dans le CMD — soit un simple effet statistique (je montre plus loin \S 8.2 que la probabilité qu'un tel regroupement se produise aléatoirement dans le relevé est très faible).

La position moyenne des étoiles ainsi sélectionnées est (α , δ) = (0^h47^m27^s, +34°22'29"). Les profils de lumière de la naine sont présentés dans le panneau intermédiaire de la Figure 8.2. Le nombre d'étoiles étant inférieur à celui d'And XI, la détermination du rayon de demi-lumière est encore plus incertaine. En appliquant la même technique que pour And XI, je calcule $r_{1/2}$ = 0'.55 ± 0.2, c'est-à-dire, en utilisant la distance de M31 pour la naine : $r_{1/2}$ = 125 ± 45 pc. La détermination de sa magnitude absolue comme cela a été fait pour And XI donne $M_{V,\min}^{\text{AndXII}}$ = -4.1 et M_V^{AndXII} = -6.4 en normalisant par rapport à And III. Étant donné le faible nombre d'étoiles utilisées pour calculer cette valeur, les incertitudes sur la magnitude sont élevées, de l'ordre de ±1.0.

Avec une magnitude similaire à celle d'Ursa Major, cela fait d'And XII la plus faible des galaxies naines jamais observées autour de M31. Ce qui la rend impossible à détecter directement sur les observations comme le montre la Figure 8.5.

8.1.3 And XIII

La troisième naine découverte dans le relevé est présentée sur la Figure 8.6. Ici encore, une branche des géantes peuplée de \sim 30 étoiles apparaît dans le CMD d'une région de 3 arcminutes autour de la naine. La distribution de métallicité de celle-ci est bien centrée autour d'une métallicité médiane de [Fe/H] = -1.4. Comme il est difficile d'isoler uniquement les étoiles



FIG. 8.6 - Comme la Figure 8.1 pour la naine And XIII. Dans la distribution sur le ciel des étoiles ayant -1.8 < [Fe/H] < -0.8, le vide qui apparaît dans la région supérieure gauche est dû à un trou entre CCD dans les observations MegaCam. Ce trou n'est pas gênant pour l'étude de la naine car il se situe au-delà du rayon de 3' utilisé pour dériver ses caractéristiques.

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. 8.7 - Comme la Figure 8.3 mais pour la naine And XIII. La naine correspond bien a une surdensité d'étoiles, même si un groupe de galaxies coïncide avec la position de la naine et ajoute à la luminosité de cette région du ciel.

d'And XIII par la distribution de métallicité, l'intervalle de sélection est pris, comme pour And XI, à ± 0.5 dex de la valeur médiane (c'est-à-dire -1.8 < [Fe/H] < -0.8). La distribution de ces étoiles sur le ciel (panneau en bas à droite) montre bien une surdensité, de forme plutôt elliptique.

Le nombre d'étoiles dans And XIII est à peine supérieur à celui d'And XII, ce qui rend tout aussi difficile la détermination de ses paramètres. Sa position centrale est $(\alpha, \delta) = (0^{h}51^{m}51^{s}, +33^{\circ}00'16'')$. Ses profils de lumière sont présentés dans le panneau de droite de la Figure 8.2 et, comme pour And XII, sont fortement bruités. J'en déduis comme précédemment $r_{1/2} = 0.5 \pm 0.2$, c'est-à-dire $r_{1/2} = 115 \pm 45$ pc. La magnitude absolue déduite des trois magnitudes supérieures de la branche des géantes donne $M_{V,\min}^{\text{AndXIII}} = -4.4$ et $M_V^{\text{AndXIII}} = -6.7$ en appliquant la même normalisation que précédemment. Cependant, étant donné le faible nombre d'étoiles , cette valeur a une incertitude de l'ordre de ± 1.0 .

Les observations d'And XIII sont présentées Figure 8.7 et semblent montrer une luminosité plus importante que les régions adjacentes. S'il est possible qu'une partie de cette luminosité vienne de la naine, plusieurs objets visibles correspondent en fait à un amas de galaxies qui se trouve en arrière-plan. Cela pose bien entendu des questions sur l'existence de la naine mais l'alignement des objets de cette région en une branche des géantes est très improbable si ces objets sont des galaxies d'arrière-plan. De plus, la carte obtenue à partir des galaxies identifiées dans une région de $\pm 7.5'$ autour du centre d'And XIII est très différente de celle obtenue pour les étoiles (voir Figure 8.8) et un test de Kolmogorov-Smirnov bi-dimensionnel (Press et al., 1992) entre ces deux cartes donne une probabilité inférieure à 10^{-4} qu'elles tracent la même population. Comme il est improbable que ce ne soit qu'au centre d'And XIII que des galaxies soient mal identifiées, la surdensité d'objets doit bien correspondre à une surdensité stellaire, confirmant l'hypothèse qu'And XIII est une galaxie naine de faible luminosité.



FIG. 8.8 - Distribution des galaxies (à gauche) et des étoiles (à droite) dans la région d'And XIII. Les deux cartes sont très différentes (probabilité K-S inférieure à 10⁻⁴ qu'elles tracent la même population) et il est donc très improbable qu'And XIII soit produite par des galaxies mal identifiées. Le vide horizontal qui apparaît dans la carte des galaxies est dû à un trou entre deux rangées de CCD. Il n'est pas visible dans la distribution des étoiles car elles sont trop peu dense.

8.1.4 GC

Le nouvel amas globulaire découvert dans le relevé est centré sur $(\alpha, \delta) = (0^{h}50^{m}42^{s}.5, +32^{\circ}54'59''.6)$. Afin d'obtenir une meilleure séparation entre étoiles pour la région de l'amas où les étoiles sont encore résolues mais où leur forte densité produit de nombreuses superpositions d'étoiles, cette partie des données est réduite à nouveau avec Allstar qui gère mieux ces cas de superposition (Stetson, 1994). Seules sont conservées les étoiles de la réduction Allstar ayant $\chi^2 < 2.0$ et qui se trouvent entre 50 et 140 pixels du centre de l'amas (c'est-à-dire entre 9'' et 25''.3, voir Figure 8.9). En-deçà de cet intervalle, l'encombrement est trop important pour que les étoiles soient résolues et au-delà de cet intervalle, les étoiles sont suffisamment éloignées les unes des autres pour utiliser la réduction CASU et avoir une distinction étoile/galaxie homogène avec les autres champs étudiés.

Le diagramme couleur-magnitude ainsi obtenu pour une région de 1.5 autour du centre de l'amas est présenté Figure 8.10. Les étoiles obtenues par la réduction Allstar, c'est-à-dire les plus proches du centre de l'amas, sont entourées d'un cercle. Elles permettent d'obtenir une branche des géantes plus peuplée qu'avec les seules étoiles de la réduction CASU et surtout, elles permettent une meilleure détermination de l'extrémité de cette branche des géantes. En effet, l'étoile la plus brillante de la branche semble être une étoile Allstar de magnitude $i_0 = 20.43 \pm 0.07$. La conversion en magnitude Landolt où l'extrémité de la branche varie peu avec la métallicité de l'objet (voir e.g. McConnachie et al. 2004a) donne $I_0 = 19.94 \pm 0.1^2$. Avec une magnitude absolue de l'extrémité à $M_I = 4.05 \pm 0.1$ pour une métallicité de [Fe/H] = -1.3 (Bellazzini, Ferraro & Pancino 2001 et voir plus-bas), on obtient donc $(m - M)_0 = 24.0 \pm 0.2$,

²Si cette étoile est en fait un contaminant, l'extrémité de la branche des géantes est mesurée à $I_0 = 20.24 \pm 0.1$, c'est-à-dire une distance de 721 kpc. Cette distance produit néanmoins un mauvais ajustement des isochrones sur la branche horizontal de l'amas. Il semble donc préférable d'utiliser $I_0 = 19.94 \pm 0.1$ pour le TRGB de l'amas.



FIG. 8.9 - Image MegaCam dans la bande *g* autour de la région de GC. L'amas est clairement visible au centre de l'image et les deux cercles correspondent aux limites de 50 et 140 pixels (repectivement 9 et 25.3 arcsecondes) autour de l'amas.



FIG. 8.10 - CMD de l'amas globulaire GC (les étoiles provenant de la réduction Allstar sont cerclées). L'étoile la plus brillante de l'amas semble être située en $i_0 = 20.43 \pm 0.07$. Une branche horizontale est aussi visible en $(g - i, i)_0 \sim (0.6 - 1.0, 24.5)$ et est utilisée pour ajuster les isochrones de Girardi et al. (2004). Les deux meilleurs ajustement sont montrés, pour une population de 17.8 milliards d'années et de métallicité [Fe/H] = -1.7 (à gauche) et [Fe/H] = -1.3(à droite). C'est ce dernier ajustement qui produit le meilleur résultat et indique, malgré l'âge improbable que l'amas est peuplé d'une population très ancienne. c'est-à-dire une distance de 631 ± 58 kpc. Avec une distance projetée de ~ 100 kpc de M31, GC se trouve donc à une distance de 175 ± 55 kpc de la galaxie d'Andromède, ce qui en fait à la fois l'amas globulaire du halo de M31 le plus éloigné en distance projetée et en distance physique de la galaxie.

Outre une branche des géantes, le CMD de GC montre une branche horizontale qui s'étend jusque $(g - i)_0 \sim 0.6$ pour $i_0 \sim 24.5$. Même si l'on atteint ici la limite des données, l'absence d'une structure similaire dans les CMD des galaxies naines (Figures 8.1, 8.4 et 8.6) indique qu'il s'agit bien là de la branche horizontale de l'amas et non pas d'une contamination de galaxies qui devrait être homogène dans tous les CMD. Cette branche horizontale peut donc être utilisée, avec l'extrémité de la branche des géantes pour déterminer l'âge et la métallicité de l'amas. Les deux meilleurs ajustements sont représentés sur la Figure 8.10 et correspondent aux populations les plus âgés de l'ensemble d'isochrones de Girardi et al. (2004) et qui ont un âge de 17.8 milliards d'années et une métallicité de [Fe/H] = -1.3 et -1.7; la première valeur semble produire un meilleur ajustement. Bien que cet âge soit improbable, les populations moins âgées ne reproduisent pas une branche horizontale aussi large que celle observée, signifiant que GC contient une population très ancienne, comme attendu pour un amas globulaire.

La magnitude absolue de l'amas est calculée en faisant l'hypothèse que la majeure partie de sa luminosité est contenue dans la région de quelques arcsecondes où il n'est pas résolu. Une ouverture de taille suffisante est placée sur l'objet et le flux intégré sous cette ouverture corrigée du flux du ciel, donne $m_g = 16.03$ et $m_i = 15.09$. Dans cette région du ciel, les cartes d'extinction de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998) donnent E(B - V) = 0.08, d'où $m_{g,0} = 15.73$ et $m_{i,0} = 14.92$. La conversion en magnitude Landolt donne ensuite $m_{V,0} = 15.5 \pm 0.2$ où les incertitudes tiennent comptent des étoiles non prises en compte dans les régions extérieures de l'amas et des conversions entre magnitude MegaCam et Landolt. Finalement, en utilisant le module de distance $m - M = 24.0 \pm 0.2$ obtenu au paragraphe précédent, j'en déduis $M_{V,0} = -8.5 \pm 0.3$. Le rayon de demi-lumière de l'amas est quant à lui calculé en ajustant une gaussienne sur le profil de lumière intégré utilisé pour le calcul de la magnitude absolue et vaut $r_{1/2} = 0$ ^m.76, c'est-à-dire, pour une distance de 631 \pm 58 kpc, $r_{1/2} = 2.3 \pm 0.2$ pc. Les paramètres de GC sont donc tout à fait compatibles avec ceux d'un amas globulaire même si c'est un amas plutôt lumineux (voir par exemple la Figure 7 de Huxor et al. 2005).

8.2 Discussion

Si l'amas globulaire GC est bien visible sur les observations MegaCam, il n'en est pas de même pour les trois galaxies naines et il convient de vérifier la probabilité que de telles surdensités d'étoiles soient simplement le fruit du hasard. Pour tester cela, je génère aléatoirement des relevés identiques au relevé MegaCam à partir de la photométrie des champs qui ne contiennent aucune structure visible (champs M35, M36, M46-50 et M58; voir le chapitre 7). Ces 9 neufs champs contiennent 3050 étoiles par degré-carré dans la zone du CMD qui correspond aux étoiles RGB de M31. Un degré-carré de relevé est donc généré en tirant aléatoirement 3050 couples de coordonnées (ξ , η). Pour chaque étoile, le nombre de ses voisins dans un rayon de 1/5 est ensuite déterminé. Cette opération est répétée 10⁵ fois pour obtenir le spectre moyenné présenté Figure 8.11 qui montre une chute brutale du nombre de groupes à partir de 10 voisins dans un rayon de 1/5. En comparaison, les étoiles au centre d'And XII et d'And XIII contiennent jusqu'à 24 et 34 voisins respectivement. En moyenne, l'ensemble des 57 degrés-carrés du relevé MegaCam devrait contenir $3.6 \cdot 10^{-3}$ regroupements aussi denses qu'And XII (et un nombre de plusieurs ordres de grandeur inférieur pour And XIII). Il est donc hautement



FIG. 8.11 - Spectre du nombre de voisins dans un rayon de 1.5 autour des étoiles d'un degré-carré de relevé généré aléatoirement à partir de la densité d'objets dans les champs MegaCam. Le nombre d'objets observés au centre d'And XII et And XIII sont indiqués par les flèches bleues.

improbable que les surdensités présentées ici soient de simples regroupements aléatoires d'objets, d'autant que dans ces tirages aléatoires, il n'est pas tenu compte de l'alignement des étoiles des galaxies naines le long de branches des géantes. Prendre cet effet en compte diminuerait encore la probabilité de trouver aléatoirement une surdensité stellaire ayant les caractéristiques d'And XII.

Une comparaison détaillée de ces trois nouvelles naines avec la population de satellites de M31 semble prématurée sans des observations plus profondes qui permettraient de déterminer les caractéristiques de ces objets avec moins d'incertitudes. Plusieurs points intéressants nécessitent tout de même qu'on s'y attarde. En premier lieu, les nouvelles naines ne prolongent pas la relation M_V – [Fe/H] observée pour les galaxies plus lumineuses de M31 ou les galaxies de la Voie Lactée (voir Figure 8.12, à gauche). Si l'on tient compte de la naine And X nouvellement découverte et dont le CMD semble indiquer une métallicité comprise entre -1.6 et -2.2 (Zucker et al., 2006a), il semblerait même que les nouvelles naines soient plus riches en métaux que les autre satellites d'Andromède. Cette différence pourrait être due aux différentes méthodes de détermination de [Fe/H] et en particulier aux différentes isochrones utilisées. Par exemple, l'absence de prise en compte d'un enrichissement en éléments α a pour effet de diminuer la métallicité obtenue à partir des isochrones de Girardi et al. (2004). Cependant, les valeurs utilisées ici pour les And *i* ont été calculées par McConnachie et al. (2005) sans enrichissement et la détermination de la métallicité d'And III à partir des données MegaCam et des isochrones de Girardi et al. (2005).

L'autre différence notable des nouvelles naines avec les satellites d'Andromède est leur plus petite taille (Figure 8.12, à droite). Même si les rayons de demi-lumière donnés dans la Table 8.1 sont très incertains, ils sont deux à trois fois plus petits que ceux des plus petites naines de M31 (\sim 300 pc pour And V et IX contre \sim 120 pc pour And XI, XII et XIII) et plutôt du même ordre que ceux de nombreux satellites de la Voie Lactée. Oh, Lin & Aarseth (1995) ont montré que le rayon de marée d'une galaxie naine dans un potentiel galactique logarithmique



FIG. 8.12 - Comparaison des caractéristiques des nouvelles naines avec celles des galaxies naines liées à la Voie Lactée et à la galaxie d'Andromède. À gauche : Distribution des métallicités [Fe/H] des naines en fonction de leur magnitude absolue M_V . Les satellites de la Voie Lactée sont représentés en rose tandis que ceux d'Andromède apparaissent en bleu et les trois nouvelles naines en bleu clair. La correspondance entre numéro et galaxie est donnée dans le cadre. Les nouvelles naines semblent avoir des métallicités plus élevées que les autres satellites de même magnitude, mais le faible nombre d'objets empêche une conclusion définitive. À *droite* : Comme dans le cadre de gauche pour la distribution des rayons de demi-lumière $r_{1/2}$. Les trois nouvelles naines sont deux à trois fois plus petites que les autres satellites de M31 mais ont néanmoins des tailles de galaxies naines comme l'atteste la comparaison avec les satellites Galactiques. (Les données sont issues de McConnachie & Irwin 2006 pour la plupart des satellites d'Andromède et de Mateo 1998 sinon, sauf pour les trois nouvelles naines And XI, And XIII et And XIII détaillées dans cette thèse).

est proportionnel à $r_t \propto a \left(\frac{M}{M_{h}}\right)^{1/3}$ où *a* est le demi-grand axe de l'orbite de la naine, *M* sa masse et M_h la masse du halo de sa galaxie hôte à l'intérieur de a^3 . Si le rayon de marée des nouvelles naines n'est pas accessible avec les données actuelles, r_t peut néanmoins être utilisé comme un indicateur de leur taille : une naine avec un petit rayon de demi-lumière tend à avoir un petit rayon de marée (voir par exemple la Figure 5 de McConnachie & Irwin 2006). Si And XI, XII et XIII baignent dans le halo de la galaxie d'Andromède au même titre que ses autres satellites, leur distance minimale à M31 de \sim 120 kpc, qui est du même ordre que de nombreuses naines de M31, implique que les nouvelles naines ont des masses entre 10 et 30 fois plus petites que celles des autres satellites de M31. Cela pourrait bien entendu être lié à la faible luminosité des nouvelles naines mais la mesure de la dispersion de vitesse de galaxies faiblement lumineuses ne semble par rendre ces objets beaucoup moins massifs que leur sœurs plus lumineuses (voir Chapman et al. 2005 pour la mesure d'And IX, Kleyna et al. 2005 pour celle d'UMa et celle de Muñoz et al. 2006b pour Boo dont les masses sont estimées à $\sim 10^7 \,\mathrm{M_{\odot}}$). La différence de rayon de demi-lumière pourrait alternativement être indicatif d'une formation et/ou d'une évolution différentes des galaxies naines par rapport à celles de M31, par exemple si elles ont été apportées relativement récemment dans le halo de M31.

Enfin, outre leurs caractéristiques très similaires, les trois galaxies naines ont la particularité de se situer à l'intérieur d'un cercle de 2° de diamètre. Cela pourrait indiquer qu'elles forment un système lié et/ou qu'elles sont issues du même mécanisme, par exemple qu'elles ont été amenées dans le halo de M31 par l'absorption d'une même galaxie hôte, aujourd'hui disloquée dans le halo de M31. La présence d'un courant de marée de métallicité similaire nouvellement détecté non loin des naines dans le relevé MegaCam pourrait être l'indication d'un tel phénomène (voir chapitre 7) même si la question de la survie des naines dans ce scénario reste ouverte. Bien entendu, de nouvelles observations, en particulier spectroscopiques pour obtenir les vitesses radiales des satellites sont nécessaires pour conclure s'ils sont liés ou non.

Si l'on fait néanmoins l'hypothèse que les trois naines sont liées, elles devraient avoir la même distance et il est alors possible de sommer leurs CMD afin d'obtenir une meilleure estimation de l'extrémité de leur branche des géantes. Cela est fait Figure 8.13 où les couleurs représentent les étoiles des différentes naines. La superposition quasi-parfaite des trois branches des géantes est particulièrement surprenante et indique que les trois satellites sont très similaires. Malgré la somme des trois CMD, la détermination de leur distance reste approximative. Il est seulement possible de fixer le TRGB entre $I_0 = 20.3$ et $I_0 = 20.85$ suivant que l'on considère les quatre étoiles dans l'intervalle $20.3 < I_0 < 20.7$ entre les deux lignes pointillées comme des contaminants où des étoiles des naines. Ce qui donne, en prenant la magnitude absolue de l'extrémité comme $M_I = -4.05$, une distance comprise entre 740 et 955 kpc. Dans tous les cas, cette distance place les naines bien à l'intérieur du rayon de viriel de M31 mais indique que l'amas globulaire GC est en avant-plan par rapport à elles. Un ajustement des isochrones de Girardi et al. (2004) avec ces deux valeurs extrêmes de la distance donne des métallicités respectives de -1.3 et -1.7, proches des valeurs médianes trouvées plus haut. L'incertitude sur le module de distance (± 0.4) se répercute aussi sur les magnitude absolues et les rayons de lumière calculés mais ne modifient pas les conclusions données ici.

Enfin, la vision panoramique fournie par le relevé MegaCam peut être utilisé pour fixer des contraintes sur le nombre de satellites faiblement lumineux qui orbitent autour de M31. Il y a cinq dans l'ensemble du relevé (And II, And III, And XI, And XII et And XIII). En fai-

³En fait r_t dépend aussi de l'excentricité de l'orbite de la naine mais cette dépendance est faible en comparaison aux autres termes.


FIG. 8.13 - CMD combiné d'And XI (rouge), And XII (vert) et And XIII (bleu). Les trois branches des géantes sont très semblables et montrent une extrémité comprise entre I = 20.3 et I = 20.85. La fonction de luminosité des étoiles de la branche des géantes entre les deux lignes pointillées est présentée à droite. Les magnitudes MegaCam sont converties en magnitudes Landolt, où le TRGB est presque insensible à la métallicité, en utilisant les relations données en Annexe B.

sant l'hypothèse d'une distribution poissonienne, le relevé contient donc 5 ± 2 satellites de magnitude $M_V \lesssim -6.5$. Or l'intégration d'un halo NFW avec les caractéristiques de M31 (concentration c = 10 et rayon viriel de 313 kpc, Klypin, Zhao & Sommerville 2002) sur l'ensemble de la superficie couverte montre que le relevé représente 11% du halo de la galaxie d'Andromède. Comme les satellites dans les régions centrales du halo subissent d'importantes forces de marée qui tendent à les détruire plus facilement que les satellites qui se trouvent dans les régions extérieures, le nombre maximum de satellites de la galaxies d'Andromède avec $M_V \lesssim -6.4$ peut donc être estimé à 45 ± 20. Même en supposant que ces objets résident dans des halos de matière noire massif avec une masse de $\sim 10^7\,{
m M}_\odot$ comme cela a été mesuré pour UMa, And IX et Boo (Kleyna et al., 2005; Chapman et al., 2005; Muñoz et al., 2006b), ce nombre reste un ordre de grandeur plus faible que le nombre de satellites CDM (par exemple Stoehr et al. 2002). Il faut cependant noter que des structures plus diffuses, plus larges ou situées dans des régions plus denses peuvent être passées inaperçues dans l'inspection visuelle des CMD qui a amené à la découverte des trois galaxies naines décrites dans ce chapitre. J'ai donc mis en place un algorithme de recherche automatique de petites structures dans le relevé MegaCam en tenant compte de la densité locale d'étoiles.

8.3 Une recherche automatique de structures stellaires dans le halo de M31

8.3.1 Méthode

On a vu précédemment qu'un satellite d'Andromède apparaît dans le relevé comme une surdensité sur le ciel d'étoiles de métallicité similaire, c'est-à-dire d'étoiles alignées en une

branche des géantes dans le diagramme couleur-magnitude. Afin de rechercher tous les satellites potentiels présents dans le relevé, j'ai donc mis en place un algorithme qui détecte les surdensités locales d'étoiles alignées dans le CMD. Pour chaque étoile *i* du relevé qui se trouve dans la boîte de sélection des objets de M31 et de métallicité $[Fe/H]_i$, cet algorithme :

- calcule la somme $W_{in}^i(\phi_j, \Delta_{[Fe/H],k})$ des poids de toutes les étoiles dans un rayon ϕ_j de 2 à 6 arcminutes et dans un intervalle de métallicité centré sur $[Fe/H]_i$ et de largeur $\Delta_{[Fe/H],k}$ comprise entre 0.1 dex et jusqu'à couvrir tout l'intervalle de métallicité du relevé ;
- calcule la somme du fond Wⁱ_{back}(Δ_{[Fe/H],k}) en sommant les poids de toutes les étoiles du relevé qui se situent dans l'anneau compris entre 8 et 12 arcminutes de l'étoile *i* pour les différents intervalles de métallicité Δ_{[Fe/H],k};
- calcule de la statistique $s_{j,k}^i$, correspondant à un rapport signal-sur-bruit, pour chaque rayon ϕ_i et chaque intervalle de métallicité $\Delta_{[Fe/H],k}$.

$$s_{j,k}^{i} = \frac{W_{\text{in}}^{i}(\phi_{j}, \Delta_{[\text{Fe}/\text{H}],k}) - \rho W_{\text{back}}^{i}(\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}],k})}{\left[W_{\text{in}}^{i}(\phi_{j}, \Delta_{[\text{Fe}/\text{H}],k}) + \rho W_{\text{back}}^{i}(\Delta_{[\text{Fe}/\text{H}],k})\right]^{1/2}}$$
(8.1)

où ρ est le facteur de normalisation de surface pour que les poids W_{in} et W_{back} représentent la même surface, c'est-à-dire :

$$\rho = \frac{\phi_j^2}{12'^2 - 8'^2};\tag{8.2}$$

 la statistique générale de l'étoile, S_i, est finalement déterminée comme étant la statistique intermédiaire sⁱ_{j,k} maximale calculée pour les différents rayons et intervalles de métallicité :

$$S_i = \max_{j,k} (s_{j,k}^i).$$
 (8.3)

Avec cet algorithme, les structures sont considérées comme ayant une taille comprise entre 4 et 12 arcminutes de diamètre, c'est-à-dire entre 0.9 et 2.7 kpc à la distance de M31. À titre de comparaison, les nouvelles galaxies naines décrites précédemment sont toutes contenues dans un cercle de 6 arcminutes. L'algorithme mis en place est donc sensible à de telles structures. Des structures telles que *Andromeda NE* (Zucker et al., 2004a) ou le *G1 Clump* (Ferguson et al., 2002) qui sont plus diffuses et surtout ont une taille de l'ordre de quelques degrés ou des courants stellaires comme ceux que j'ai mis en évidence ne sont pas détectables. De manière générale, les satellites qui sont encore intègres sont détectés tandis que ceux qui ont été déchirés par les forces de marée de M31 seront difficilement détectables car plus diffus et de plus grande taille. Les différences de densité stellaire moyenne dans le relevé impliquent que la densité minimale détectable varie en fonction de la position dans le relevé. Ainsi, une structure qui se trouve dans la région du halo de M31 qui contient le courant géant devra être plus dense pour être détectée.

8.3.2 Premiers résultats

La carte des sous-structures qui possèdent une statistique S_i au moins égale à Andromède XII (la plus faible des trois nouvelles galaxies naines) est construite Figure 8.14 avec une couleur qui dépend de leur métallicité. Les six satellites connus du relevé (And II, And III,



FIG. 8.14 - Distribution des structures dont la statistique S_i est au moins égale à celle d'Andromède XII. La couleur des structures détectées est fonction de leur métallicité. Les six satellites connues (And II, And III, And XI, And XII, And XIII et GC) sont retrouvés par l'algorithme et entourées d'un cercle. Les légers décalages photométriques qui sont présents dans les champs observés durant le semestre 2003B créent la majorité des détections dans les champs des deux rangées supérieures et le long de l'axe mineur. L'algorithme trouve malgré tout ~ 12 structures inconnues dans la région $\eta < -5.5^\circ$ et $\xi < 6^\circ$ où ces décalages sont quasiment inexistants.

And XI, And XII, And XIII et GC, centrés sur les cercles) sont retrouvées par l'algorithme mais sa limitation principale vient de la non homogénéité de la photométrie sur les bords supérieurs des champs observés en 2003, dans la partie nord du relevé. Cette inhomogénéité produit des surdensités locales artificielles qui sont retrouvées par l'algorithme sur la rangée supérieure de plusieurs champs (ceci est très visible le long du bord nord du relevé).

Actuellement, en ne tenant pas compte des champs observés en 2003 où il est difficile de séparer les vraies structures de celles artificiellement produites par les décalages en photométrie (les deux rangées supérieures et les champs le long de l'axe mineur vers M33), l'algorithme trouve ~ 3 fois plus de structures que l'étude individuelle de chaque champ. Bien entendu, certaines de ces détections sont sans doute purement statistiques. En effet, une étape importante qui n'a pas encore été effectuées consiste à normaliser la statistique pour la ramener à un vrai rapport signal-sur-bruit homogène pour tout le relevé. Cela peut être fait en construisant de faux relevés dans lesquels sont extraits les surdensités générées par une distribution aléatoire d'étoiles qui suivent la densité du vrai relevé. La présence du courant géant rend cependant cette étape difficile du fait des variations de densité qu'il implique (surtout tant que les inhomogénéités dans la photométrie ne sont pas corrigées).

Les résultats préliminaires montrent que le relevé pourrait contenir jusqu'à $\sim 20 \pm 4$ satellites, c'est-à-dire un total de 180 ± 40 satellites dans tout le halo. Cela aurait pour effet de rapprocher fortement les observations du nombre de satellites trouvés dans les simulations Λ CDM mais nécessite une étude plus détaillée. Outre une mise à niveau parfaite de la photométrie du relevé dont les décalages semblent provenir d'un défaut du pipeline de réduction et sont en court de résolution, il est nécessaire d'affiner l'algorithme pour qu'il tienne compte des changements de densité dans le halo. Il est aussi indispensable d'effectuer des observations plus profondes des possibles détections pour contraindre le taux de faux-positifs produits par l'algorithme. Dans cette optique, j'ai obtenu du temps d'observation sur le télescope Subaru avec la caméra grand champ SuprimeCam qui vont me permettre de construire le CMD de ~ 7 structures jusqu'au *turn off* de leur séquence principale et ainsi déterminer leur nature.

8.4 Conclusions

L'analyse des 57 degrés-carrés du relevé MegaCam me permet de mettre en évidence quatre nouveaux satellites de la galaxie d'Andromède : l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de M31 et trois galaxies naines faiblement lumineuses. Ces trois galaxies naines ont par ailleurs la particularité de résider à moins de deux degrés les unes des autres, d'être plus métalliques et deux à trois fois plus petites que les satellites de M31. Cela pourrait indiquer qu'elles ont une origine commune, sont liées entre-elles et qu'elles ont été amenées dans les parties extérieures du halo de M31 par un mécanisme commun. La mesure de vitesses radiales d'étoiles de ces trois galaxies, bien qu'elle soit à la limite des capacités des télescopes actuels, est primordiale pour résoudre cette question. Elle permettrait aussi de vérifier si elles sont fortement dominées par la matière noire comme cela semble être le cas des autres naines faiblement lumineuses telles And IX (Chapman et al., 2005). La faible luminosité de ces objets nécessite aussi des observations photométriques plus profondes (au moins plus profondes que leur branche horizontale) pour mieux contraindre leurs caractéristiques, leurs populations stellaires et étudier leur morphologie à la recherche d'effets de marée qui pourraient trahir l'absence de halo de matière noire.

Outre la découverte de ces satellites sombres, le relevé MegaCam me met en position de

quantifier le nombre de sous-structures stellaires dans le halo de la galaxie d'Andromède. L'homogénéité des données, obtenues avec le même instrument et dans des conditions similaires, et la vision panoramique d'un quadrant de M31 permet de contraindre la présence de ces structures sans les biais qui entachent les observations depuis la Voie Lactée (même si la proximité des satellites permet de les suivre jusqu'à des magnitudes moins lumineuses, voir par exemple Willman et al. 2005). Nous avons vu qu'à partir de ce relevé et en supposant qu'il est représentatif du halo de M31, 45 \pm 20 galaxies naines intègres sont attendues. Mais ces galaxies peuvent ne représenter qu'une part des sous-structures stellaires du halo si celles-ci sont disloquées en courants de marée ou plus diffuses que les naines présentées dans ce chapitre. Les résultats préliminaires d'une recherche automatique des sous-structures dans le relevé montre qu'il pourrait contenir un maximum de $\sim 180 \pm 40$ satellites, ce qui résoudrait grandement le problème des satellites maquants. Des observations Subaru/SuprimeCam à venir, plus profondes, ainsi que la correction des décalages photométriques me permettront d'affiner cette estimation.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

The wonderful thing about science is that it's alive.

Richard P. Feynman

9.1 Rappel des conclusions

DANS LA PREMIÈRE partie de cette thèse, j'ai étudié le ciel à basse latitude Galactique à la recherche des structures stellaires présentes sur les bords du disque dans les deuxième et troisième quadrants Galactiques.

CHAPITRE 2 - UNE SURDENSITÉ STELLAIRE DANS CANIS MAJOR. J'utilise le catalogue 2MASS qui couvre l'ensemble du ciel pour cartographier les régions proches du disque de la Voie Lactée à partir des étoiles de la branche des géantes et des étoiles du *Red Clump* pour lesquelles il est aisé de déterminer une distance. Observé dans l'infrarouge proche, le catalogue permet de sonder des régions très proches du disque Galactique où l'extinction devient importante. Les cartes obtenues révèlent deux asymétries importantes entre les hémisphères nord et sud : la première s'étend sur quasiment toute l'étendue du disque en direction de $\ell \sim 280^{\circ}$ dans le Sud et en direction de $\ell \sim 80^{\circ}$ dans le nord ; la deuxième, observée en direction de *Canis Major* vers $\ell \sim 240^{\circ}$ dans le sud est plus étroite sur la ligne de visée. Si la première asymétrie a le comportement attendu du gauchissement du disque Galactique, les modèles de la Voie Lactée ne peuvent rendre compte de la surdensité en direction de Canis *Major*. Située à une distance de 7.2 ± 0.3 kpc, c'est-à-dire au bord du disque, et d'une épaisseur de $\sigma_{los} = 1.2 \pm 0.1$ kpc, CMa est de forme plutôt elliptique et s'étend à plus basse latitude sous le disque que les asymétries visibles dans les régions où le gauchissement domine. L'analyse des diagrammes couleur-magnitude de CMa révèle la présence d'une branche des géantes, d'un *Red Clump* et d'une séquence principale bien définie qui permet de contraindre l'âge de ses populations stellaires entre 4 et 10 milliards d'années. Un Blue Plume produit par une population plus jeune est aussi présent.

CHAPITRE 3 - ÉTUDE SPECTROSCOPIQUE DE CANIS MAJOR. À partir des observations de plus de 3500 étoiles du *Red Clump* de la surdenisté effectuées avec les spectrographes multiobjets FLAMES monté sur le *Very Large Telescope*, et 2-*degree Field* et AAOMEGA montés sur l'*Anglo-Australian Telescope*, je montre dans ce chapitre que les étoiles de CMa sont alignées dans l'espace des phases et suivent une relation bien délimitée. Celle-ci n'apparaît ni dans la région symétrique dans l'hémisphère nord ni dans les modèles Galactiques et semble bien liées

à CMa. L'observation d'une partie des étoiles FLAMES dans la région du doublet du sodium, sensible à la gravité de surface des étoiles permet en outre de déterminer que la majeure partie des étoiles naines d'avant-plan qui contaminent l'échantillon ne se superposent pas avec cette relation. Les spectres haute-résolution AAOMEGA et FLAMES (dont la comparaison montre le très bon comportement du nouvel instrument AAOMEGA), observés dans la région du triplet du calcium sont aussi utilisés pour déterminer la métallicité des étoiles de CMa : [Fe/H] = -0.9 qui diffère de la métallicité du bord du disque Galactique ($[Fe/H] \sim -0.5$). Enfin, l'utilisation des vitesses radiales pour isoler les étoiles de CMa permet de calculer le mouvement propre de CMa dans la catalogue UCAC2.0. À la distance de 7.2 ± 0.3 kpc, il est de ($\mu_{\alpha}^{*}, \mu_{\delta}$) = (-2.3 ± 0.4 mas/an, -3.4 ± 0.5 mas/an), ce qui implique une vitesse totale importante de 266 ± 25 km s⁻¹ pour les étoiles de la structure.

CHAPITRE 4 - DE LA NATURE DE LA SURDENSITÉ DE CANIS MAJOR. Dans ce chapitre, je discute les trois scénarios généralement débattus pour expliquer Canis Major : un effet du gauchissement Galactique, un bras spiral ou les restes de l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan Galactique. Les modèles du gauchissement Galactique, même ceux qui tentent d'expliquer la présence de la surdensité ne parviennent pas à tenir compte de l'ensemble de ses paramètres. Ainsi, les modèles de Momany et al. (2004) et de Momany et al. (2006) n'expliquent pas la surdensité étroite et piquée que les étoiles de CMa produisent sur la ligne de visée tandis que le modèle de López-Corredoira (2006), bien que globalement plus satisfaisant fixe le plan Galactique gauchi à une improbable latitude de $b = -4.5^{\circ}$. Il semble donc que CMa ne puisse être expliquée par un gauchissement lisse et régulier du disque de la Voie Lactée. Concernant l'hypothèse du bras spiral, CMa ne peut être reliée à aucun bras connu à ce jour du fait des vitesses radiales mesurées en son centre. L'important gradient dans les vitesses de rotation des étoiles de CMa si elles sont en orbite circulaire autour de la Voie Lactée semble aussi incompatible avec leur appartenance à un bras spiral. De plus, aucun de ces deux scénarios dans lesquels CMa appartient au disque Galactique ne permet pas d'expliquer de manière naturelle la vitesse totale élevée ou la faible métallicité des étoiles de la structure. En revanche, l'hypothèse d'une formation de *Canis Major* par l'accrétion d'une galaxie naine dans le plan Galactique a l'avantage de pouvoir expliquer simplement ces caractéristique puisqu'elles correspondraient alors à celles de la naine accrétée et non plus à celles du disque. La magnitude absolue ($M_V \sim 14.5$) et la métallicité ([Fe/H] = -0.9) sont de plus tout à fait compatibles avec ce qui est observé dans les galaxies naines de la Voie Lactée. Enfin, je montre qu'une telle accrétion reproduit naturellement les caractéristiques de l'Anneau de la Licorne qui s'enroule autour de la Galaxie. Si les observations ne sont actuellement pas suffisantes pour trancher définitivement en faveur d'une telle accrétion, celle-ci pourrait néanmoins indiquer que la Voie Lactée possède un disque étendu formé par des restes d'accrétions comme cela semble être le cas autour de la galaxie d'Andromède.

CHAPITRE 5 - DE NOUVELLES DÉTECTIONS DE L'ANNEAU DE LA LICORNE. À partir de données spectroscopiques d'archives, je montre l'existence de l'Anneau de la Licorne suivant trois directions : devant la galaxie naine de *Carina* ($\ell = 260^\circ$), derrière la surdensité de *Canis Major* ($\ell \sim 240^\circ$) et je détermine sa vitesse radiale devant la galaxie d'Andromède ($\ell \sim 122^\circ$). Dans les trois cas, une composante non-Galactique est détectée, possédant une vitesse radiale et une dispersion de vitesses compatibles avec les détections préalables de l'Anneau. Les contraintes sur l'orbite de l'Anneau qu'apportent ces nouvelles détections me permettent de conclure que la structure n'est pas produite par une seule traînée de marée mais sans doute par les traînées produites par les passages successifs du progéniteur autour de la Voie Lactée.

Dans la deuxième partie, j'ai cherché la présence de structures stellaires dans les régions

extérieures du halo de la galaxie d'Andromède à partir d'un relevé du quadrant sud du halo de la galaxie observé avec la caméra grand champ MegaCam montée sur le Télescope Canda-France-Hawaï.

CHAPITRE 6 - UN RELEVÉ DU HALO DE LA GALAXIE D'ANDROMÈDE. Ce chapitre décrit le relevé qui couvre ~ 57 degrés-carrés dans le quadrant sud du halo de M31, d'une distance projetée de 50 à 150 kpc du centre de la galaxie. Il est suffisamment profond pour permettre de suivre les trois magnitudes les plus brillantes de la branche des géantes de populations qui se trouvent à la distance de M31. Je montre que la discrimination entre étoiles et galaxies d'arrière-plan est suffisamment bonne pour ne pas perturber l'étude des populations stellaires. De plus, la contamination provenant des étoiles Galactiques situées en avant-plan n'est pas perceptible. Enfin, je calcule la métallicité de chaque étoile en utilisant les isochrones de Girardi et al. (2004), placées à la distance de M31. Le relevé contient au final plus de 350 000 étoiles.

Chapitre 7 - Recherche de courants stellaires dans le halo de M31. J'utilise d'abord ce relevé pour tracer les courants stellaires présents dans le halo de M31. Pour la première fois, le courant géant découvert par Ibata et al. (2001b) est cartographié jusqu'à son apocentre, situé à $\sim 125 \pm 25$ kpc. La profondeur du relevé me permet de montrer que ce courant contient une population riche en métaux concentrée en son centre et entourée d'un halo plus diffus d'étoiles moins métalliques. Il semble donc que le courant soit produit par la destruction d'une petite galaxie disque plutôt qu'une galaxie naine sphéroïdale. Je mets aussi en évidence deux autres courants, plus diffus : l'un est perpendiculaire à l'axe mineur de M31, à \sim 120 kpc dans le halo, s'étend sur plusieurs degrés et a une brillance de surface de $\Sigma_V \sim 32.5 \text{ mag} \operatorname{arcsec}^{-2}$; le deuxième se situe le long de l'axe majeur de M31, le long de la limite ouest du relevé, ce qui empêche de le caractériser en détails. Les diagrammes couleur-magnitude des deux structures montrent qu'ils contiennent des étoiles de métallicité $[Fe/H] \sim -1.3$. L'image panoramique des régions extérieures du halo de M31 que fournit le relevé MegaCam montre donc le caractère plutôt inhomogène de ces régions qui contiennent les restes de plusieurs accrétions ce qui n'est pas sans rappeler les récentes simulations de Bullock & Johnston (2005).

CHAPITRE 8 - RECHERCHE DE GALAXIES FAIBLEMENT LUMINEUSES DANS LE HALO DE M31. Ce chapitre présente la découverte de trois galaxies naines de faible luminosité et de l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de M31. À partir de l'extrémité de sa branche des géantes, j'estime que l'amas globulaire GC se situe à une distance de 631 ± 58 kpc de la Voie Lactée ce qui, avec une distance projetée de $\sim 100 \, \text{kpc}$ de M31, le place à une distance de 175 ± 55 kpc de son hôte. Il possède aussi les caractéristiques typiques d'un gros amas globulaire avec un rayon de demi-lumière de 2.3 ± 0.2 pc et une magnitude absolue de $M_V = -8.5 \pm 0.3$. L'ajustement d'isochrones indique qu'il contient une population stellaire très ancienne et de métallicité $[Fe/H] \sim -1.3$. Les trois galaxies naines ont des luminosités très faibles, avec des magnitudes comprises dans l'intervalle $-7.3 \lesssim M_V \lesssim -6.4$ et montrent une ressemblance frappante avec des métallicités de l'ordre de $[Fe/H] \sim -1.3$ et des rayons de demi-lumière de $\sim 120 \pm 50$ pc, ce qui rend ces naines deux à trois fois plus petites que les plus petites naines connues qui peuplent le halo de M31. Leur distance est difficile à contraindre étant donné le faible nombre d'étoiles qu'elles contiennent mais elle peut être estimée entre 740 et 955 kpc, ce qui les place bien à l'intérieur du rayon de viriel de M31. La vision panoramique que fournit le relevé MegaCam permet d'estimer à 45 ± 20 le nombre de galaxies naines plus brillantes que $M_V \sim -6.5$ dans le halo de M31 et semble indiquer que de telles galaxies naines ne peuvent expliquer à elles seules le problème des satellites manquants si elles ont les mêmes masses que les galaxies naines And IX, UMa ou Boo, de luminosité similaires. Les résultats préliminaires d'une recherche automatique de structures stellaires dans le relevé semblent néanmoins indiquer que le halo de M31 pourrait contenir jusqu'à 180 ± 40 structures plus diffuses ou plus étendues que les naines mais nécessite des observations complémentaires avant de conclure.

9.2 Perspectives

Les résultats présentés dans cette thèse illustrent bien l'intérêt des relevés panoramiques pour la mise en évidence de structures stellaires. Que ce soit autour de la Voie Lactée avec le catalogue 2MASS (découverte de la surdensité de *Canis Major*, nouvelles détections de l'Anneau) ou autour de la galaxie d'Andromède avec le relevé MegaCam (cartographie de l'apocentre du courant géant, découverte de deux courants stellaires, de trois galaxies naines de faible luminosité et de l'amas globulaire le plus éloigné dans le halo de M31), les détections présentées auraient eu bien peu de chances d'être obtenues par des observations plus ciblées du ciel. De manière générale et à l'image des résultats récemment obtenus avec le SDSS, chaque gain en profondeur et/ou en étendue des relevés permet de détecter de nouvelles structures qui ont dû jouer et jouent peut-être encore un rôle dans la formation des deux grandes galaxies spirales du Groupe Local.

L'étape suivante est évidemment d'obtenir des observations dédiées aux nouvelles structures afin de mieux les caractériser. En particulier, une détermination plus fine des populations stellaires des nouvelles structures du halo de M31 à l'aide d'observations plus profondes que les données MegaCam est indispensable pour comprendre les similitudes dans leurs caractéristiques (métallicité, rayon de demi-lumière...). Des observations similaires permettront aussi de déterminer la proportion de détections de l'algorithme de recherche automatique qui sont de vraies structures stellaires. Peu de télescopes actuels permettent de suivre ces structures jusqu'à leur séquence principale avec une bonne discrimination entre étoiles et galaxies compactes. J'ai cependant obtenu 11 heures de temps d'observation sur le télescope Subaru qui, avec son miroir de 8 mètres au sommet de Mauna Kea et sa caméra grand champ SuprimeCam, est parfait pour ce projet. Des données spectroscopiques seraient aussi bienvenues pour confirmer si les trois galaxies naines sont liées entre-elles et pour contraindre les orbites des nouveaux courants. La faible brillance de surface de ces objets rend néanmoins difficile un tel projet avec les instruments actuels. Si le spectrographe DEIMOS monté sur le Keck permet d'obtenir des spectres de bonne qualité en une heure pour les objets de la magnitude supérieure de la branche des géantes de ces structures, son champ de vue relativement faible $(16' \times 5')$ ne permet pas d'observer beaucoup d'objets lors d'une pose. A contrario, le champ de FLAMES qui est 6 fois plus grand est plus adapté, mais la position du VLT dans l'hémisphère sud nécessite de poser plusieurs heures pour chaque champ, ce qui limite grandement le nombre de champs qui peuvent raisonnablement être observés. Enfin, le succès des relevés INT et MegaCam pour la recherche de structures stellaires autour de M31 appelle à effectuer une étude similaire autour des galaxies spirales situées en dehors du Groupe Local. La galaxie M81 semble être un bon candidat puisque sa distance, légèrement supérieure à 3 Mpc permettrait d'obtenir avec MegaCam un relevé similaire au relevé INT autour de la galaxie d'Andromède en seulement \sim 3 nuits d'observation.

Les observations actuelles et à venir autour des structures stellaires qui entourent la galaxie d'Andromède, que ce soit dans les régions internes ou externes de son halo couvrent des régions suffisamment importantes pour permettre une comparaison détaillée avec les simulations du Groupe Local dans le modèle ACDM. Si l'image du halo que donnent les relevés INT et MegaCam est qualitativement proche des simulations de Bullock & Johnston (2005), l'ajout de nombreuses vitesses radiales par le relevé DEIMOS et une meilleure caractérisation des structures découvertes dans le halo doivent aussi permettre d'entreprendre une comparaison quantitative des observations et des simulations.

Concernant la surdensité de Canis Major de nouvelles observations seraient bienvenues, en particulier pour pouvoir comparer la comportement dans l'espace des phases des objets de CMa avec ceux du gauchissement Galactique vers $\ell \sim 270^\circ$. Le spectrographe AAOMEGA serait parfait pour une telle étude qui permettrait en seulement quelques heures d'obtenir un échantillon d'étoiles suffisamment important. De plus, des observations en direction de CMa suivant d'autres lignes de visée que celles déjà observées seraient très utiles pour contraindre l'orbite des étoiles de la surdensité. Enfin, des données photométriques profondes semblent indispensables pour cartographier son étendue plus en détails et, si l'extinction importante à proximité du disque constitue néanmoins un frein majeur à une telle étude, la mise en service de caméras infra-rouges grand champ comme Wide Field Camera (WFCAM) montée sur le UK Infrared Telescope (UKIRT) ou Wide-field Infrared Camera (WIRCam) montée sur le CFHT devrait rendre ces régions de la Voie Lactée accessibles. Une meilleure connaissance de la surdensité permettra aussi de réaliser des simulations N-corps de l'accrétion d'une naine de manière bien plus poussée que cela a été fait ici afin de confirmer si un tel scénario peut reproduire dans le détail l'ensemble des caractéristiques de CMa et de suivre l'influence d'une telle accrétion sur la formation du disque épais et/ou le gauchissement Galactique.

Les données présentées dans cette thèse n'ont en outre pas encore été pleinement exploitées, surtout en ce qui concerne l'étude des structures stellaires au bord du disque Galactique. En effet, la structure de Triangulum/Andromeda (Rocha-Pinto et al., 2004; Majewski et al., 2004b) est observée en direction des galaxies M31 et M33 est peut donc être étudiée à partir des 57 degrés-carrées du relevé MegaCam afin de suivre son évolution en distance et en densité. De plus, à l'image de la détermination de la vitesse radiale de l'Anneau en direction de M31, les données DEIMOS contiennent les vitesses radiales de plusieurs dizaines d'objets de cette structure, ce qui représente une amélioration importante par rapport à la vingtaine d'étoiles observée par Rocha-Pinto et al. (2004). En direction de CMa, les spectres FLAMES devraient avoir une résolution suffisante pour permettre de déterminer leur abondance en éléments α par comparaison avec des modèles spectraux (voir par exemple Allende Prieto et al. 2006 ou Girard & Soubiran 2005). Or des rapports [α /Fe] différents de ceux mesurés dans le disque serait un très fort indicateur d'une origine extra-Galactique de ces étoiles. Concernant le relevé MegaCam, les observations du courant géant, qui est maintenant complètement cartographié vont permettre d'affiner les résultats d'Ibata et al. (2004) sur la masse du halo de M31 et les caractéristiques du satellite accrété à partir de simulations qui devront reproduire un plus grand nombre de contraintes.

À plus long terme, plusieurs projets importants des dix prochaines années permettront d'effectuer un grand bond en avant dans la quantification des structures stellaires autour de la Voie Lactée et de leur rôle dans sa formation. Le projet RAVE (*Radial Velocity Experiment*) dont le but final est de mesurer la vitesse radiale et les paramètres d'atmosphère stellaire de plus d'un million d'étoiles de la Voie Lactée a déjà commencé à produire des résultats (Steinmetz et al., 2006) et devrait permettre de quantifier la proportion de courants stellaires, de manière similaire à l'étude de Helmi et al. (2006), mais jusqu'à plusieurs kiloparsecs du Soleil. Dans le prolongement de ce projet, le lancement des satellites GAIA (*Global Astrometric Interferometer for Astrophysics*) et SIM (*Space Interferometry Mission*) représenteront sans doute un tournant majeur dans la compréhension de la formation de la Voie Lactée. Ces deux satellites doivent en

effet mesurer les vitesses radiales et les mouvements propres de millions d'objets jusqu'à des dizaines de kiloparsecs dans le halo, avec une précision jamais atteinte. Leur intérêt majeur dans la détection de courants stellaires a été étudié à plusieurs reprises (voir par exemple Helmi & de Zeeuw 2000; Wilkinson et al. 2005; Majewski et al. 2006).

Enfin, comme nous l'avons vu plus haut, les observations effectuées ou réalisables autour de M31 ou de M81 sont à la limite des télescopes actuels. Or, les résultats de la caractérisation précise de seulement une ou deux galaxies pouvant toujours être vus comme statistiquement peu fiables, des contraintes cosmologiques fortes ne pourront être apportées que par l'observation des halos de plusieurs galaxies avec une précision au moins égale à celle du relevé INT, complétées par des données spectroscopiques des structures stellaires détectées. Le suivi spectroscopique de structures à la distance de M81 requiert un temps d'intégration ~ 15 fois plus long que pour les observations DEIMOS. Or un télescope de 30 à 40 mètres est justement ~ 15 fois plus performant que les meilleurs télescopes actuels. La prochaine génération de télescopes (*Extremely Large Telescope, James Web Space Telescope*) ouvre donc la voie à la caractérisation de nombreuses galaxies spirales qui seront alors à notre portée. En particulier, M81 et les galaxies spirales du Groupe de *Sculptor* seront des cibles privilégiées et les interactions avec leurs voisines (pour M81) ou leur appartenance à un groupe plus peuplé que le Groupe Local (pour le groupe de *Sculptor*) permettront d'étudier l'influence de l'environnement sur la formation galactique.

A POET once said "The whole universe is in a glass of wine." [...] If our small minds, for some convenience, divide this glass of wine, this universe, into parts — physics, biology, geology, astronomy, psychology, and so on — remember that Nature does not know it ! So let us put it all back together, not forgetting ultimately what it is for. Let it give us one more final pleasure : drink it and forget it all !

Richard P. Feynman in The New Quantum Universe, Tony Hey and Patrick Walters

Publications

"...and how long will it be before you consider publication ?" said one. "For you must, you know. I have been considering the matter and I believe it is the first duty of every modern magician to publish."

Jonathan Strange & Mr Norrell, Susanna Clarke

LES TRAVAUX PRÉSENTÉS dans cette thèse ont été en majeure partie publiés ou soumis pour publication dans les articles suivants :

* Martin N. F., Ibata R. A., Bellazzini M., Irwin M. J., Lewis G. F. & Dehnen W., 2004, MNRAS 348, 12. *A dwarf galaxy remnant in Canis Major : the fossil of an in-plane accretion on to the Milky Way.*

* Bellazzini M., Ibata R. A., Monaco L., **Martin N. F.**, Irwin M. J. & Lewis G. F., 2004, MNRAS 354, 1263. Detection of the Canis Major galaxy at $(\ell, b) = (244^\circ, -8^\circ)$ and in the background of Galactic open clusters.

* Martin N. F., Ibata R. A., Conn B. C., Lewis G. F., Bellazzini M., Irwin M. J. & McConnachie A. W., 2004, MNRAS 355, L33. *Why the Canis Major overdensity is not due to the Warp : analysis of its radial profile and velocities.*

* Martin N. F., Ibata R. A., Bellazzini M., Irwin M. J., Lewis G. F. & Dehnen W., 2004, *in* SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Française. Eds. F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier & L. Pagani. *Why the Canis Major ovedensity is not due to the Warp : analysis of its radial profile*

* Lewis G. F., Ibata R. A., Irwin M. J., **Martin N. F.**, Bellazzini M. & Conn B. C., 2004, PASA 21, 371. *The Canis Major dwarf galaxy*.

* **Martin N. F.**, Ibata R. A., Conn B. C., Irwin M. J., & Lewis G. F., 2005, PASA 22, 236. *Correcting the influence of an asymmetric line spread function in 2-degree Field spectrograph data.*

* Martin N. F., Ibata R. A., Conn B. C., Lewis G. F., Bellazzini M. & Irwin M. J., 2005, MNRAS 362, 906. A radial velocity survey of low Galactic latitude structures : I. Kinematics of the Canis Major dwarf galaxy.

* Martin N. F., Ibata R. A., Conn B. C., Lewis G. F., Bellazzini M. & Irwin M. J., 2005, *in* SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française. Eds. F. Casoli, T. Contini, J.-M. Hameury

& L. Pagani. The radial velocity signature of the Canis Major dwarf galaxy

* Conn B. C., **Martin N. F.**, Lewis G. F., Ibata R. A., Bellazzini M. & Irwin M. J. , 2005, MNRAS 364, L13. *A radial velocity survey of low Galactic latitude structures : II. The Monoceros Ring behind the Canis Major dwarf galaxy.*

* **Martin N. F.**, Irwin M. J., Ibata R. A., Conn B. C., Lewis G. F., Bellazzini M., Chapman S., & Tanvir N., 2006, MNRAS 367, L69. *A radial velocity survey of low Galactic latitude structures : III. The Monoceros Ring in front of the Carina and Andromeda galaxies.*

* Bellazzini M., Ibata R. A., **Martin N. F.**, Lewis G. F., Conn B. C. & Irwin M. J., 2006, MNRAS 366, 865. *The core of the Canis Major galaxy as traced by Red Clump stars.*

* **Martin N. F.**, Ibata R. A., Irwin M. J., Chapman S., Lewis G. F., Ferguson A. M. N., Tanvir N. & McConnachie A. W., 2006, MNRAS, sous presse. *Discovery and analysis of three faint dwarf galaxies and a globular cluster in the outer halo of the Andromeda galaxy*.

Bibliographie

- Abadi M. G., Navarro J. F., Steinmetz M. & Eke V. R., 2003a, ApJ 591, 499
- Abadi M. G., Navarro J. F., Steinmetz M. & Eke V. R., 2003b, ApJ 597, 21
- Allende Prieto C., Beers T. C., Wilhelm R., Newberg H. J., Rockosi C. M., Yanny B. & Lee Y. S., 2006, ApJ 636, 804
- Armandroff T. E., Davies J. E. & Jacoby G. H., 1998, AJ 116, 2287
- Armandroff T. E., Jacoby G. H. & Davies J. E., 1999, AJ 118, 1220
- Ashman K. M., Bird C. M. & Zepf S. E., 1994, AJ 108, 2348
- Bagnulo S., Jehin E., Ledoux C., Cabanac R., Melo C., Gilmozzi R. & the ESO Paranal Science Operations Team, 2003, The Messenger 10, 114
- Bellazzini M., Ferraro F. R. & Pancino E., 2001, ApJ 556, 635
- Bellazzini M., Ferraro F. R. & Ibata R. A., 2003, AJ 125, 188
- Bellazzini M., Ibata R. A., Ferraro F. R. & Testa V., 2003, A&A 405, 577
- Bellazzini M., Ibata R. A., Monaco L., Martin N. F., Irwin M. J. & Lewis G. F., 2004, MNRAS 354, 1263
- Bellazzini M., Ibata R. A., Martin N. F., Lewis G. F., Conn B. C. & Irwin M. J., 2006, MNRAS 366, 865
- Belokurov V. et al., 2006a, ApJ 647, L111
- Belokurov V. et al., 2006b, ApJ 642, L137
- Belokurov V. et al., 2006c, ApJ soumis, astro-ph/0605705
- Belokurov V., Evans N. W., Irwin M. J., Hewett P. C. & Wilkinson M. I., 2006d, ApJ 637, L29
- Benson A. J., Frenck C. S., Lacey C. G., Baugh C. M. & Cole S., 2002, MNRAS 333, 177
- Bland-Hawthorn J., Vlajić M., Freeman K. C. & Draine B. T., 2005, ApJ 629, 239
- Bonifacio P., Monai S. & Beers T. C., 2000, AJ 120, 2065
- Bragaglia A. & Tosi M., 2006, AJ 131, 1544
- Bragaglia A., Tosi M., Andreuzzi G. & Marconi G., 2006, MNRAS 368, 1971

- Brook C. B., Kawata D., Martel H., Gibson B. K. & Bailin J., 2006, ApJ 639, 126
- Bullock J. S., Kravtsov A. V. & Weinberg D. H., 2000, ApJ 539, 517
- Bullock J. S., Kravtsov A. V. & Weinberg D. H., 2001, ApJ 548, 33
- Bullock J. S. & Johnston K. V., 2005, ApJ 635, 931
- Burton W., 1998, Galactic and extragalactic radio astronomy, Eds Verschuur G. L. & Kellerman K. I., Spinger, Berlin
- Cambrésy L., Jarrett T. H. & Beichman C. A., 2005, A&A 435, 131
- Cannon R., 1992, AAO Newsletter, 101, 22
- Carney B. W., Yong D. & Teixera de Almeida M. L., 2005, AJ 130, 1111
- Carraro G., Vázquez R. A., Moitinho A. & Baume G., 2005, ApJ 630, L153
- Chapman S. C., Ibata R. A., Lewis G. F., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., McConnachie A. W. & Tanvir N. R., 2005, ApJ 632, L87
- Chapman S. C., Ibata R. A., Lewis G. F., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., McConnachie A. W. & Tanvir N. R., 2006, ApJ sous presse, astro-ph/0602604
- Chiba M. & Beers T. C., 2000, AJ 119, 2843
- Clewley L. & Jarvis M. J., 2006, MNRAS 368, 310
- Conn B. C., Lewis G. F., Irwin M. J., Ibata R. A., Ferguson A. M. N., Tanvir N. R. & Irwin J. M., 2005, MNRAS 362, 475
- Crane J. D., Majewski S. R., Rocha-Pinto H. J., Frinchaboy P. M., Skrutskie M. F. & Law D. R., 2003, ApJ 594, L119
- D'Orazi V., Bragaglia A., Tosi M., Di Fabrizio L. & Held E. V., 2006, MNRAS 368, 471
- Dehnen W. & Binney J. J., 1998a, MNRAS 294, 429
- Dehnen W. & Binney J. J., 1998b, MNRAS 298, 387
- DehnenW., 2000, ApJ 536, 39
- Dehnen W., 2002, J. Comput. Phys., 179, 27
- Dinescu D., Majewski S. R., Girard T. M. & Cudworth K. M., 2000, AJ 120, 1892
- Dinescu D. et al., 2002, ApJ 575, L67
- Dinescu D. I., Martínez-Delgado D., Firard T. M., Peñarrubia J., Rix H.-W., Butler D. & van Altena W. F., 2005, ApJ 631, L49
- Dohn-Palmer R. C. et al., 2001, ApJ 555, L37
- Duffau S., Zinn R., Vivas A. K., Carraro G., Méndez R. E., Winnick R. & Gallart C., 2006, ApJ 363, L97

- Durrell P. D., Harris W. E. & Pritchet C. J., 2001, AJ 121, 2257
- Durrell P. D., 2004, AJ 128, 260
- Efstathiou G., 1992, MNRAS 256, L43
- Eggen O. J., Lynden-Bell D. & Sandage A. R., 1962, ApJ 136, 748
- Epchtein N. et al., 1999, A&A 349, 236
- Fardal M. A., Babul A., Geehan J. J. & Guhathakurta P., 2006, MNRAS 366, 1012
- Fellhauer M. et al., 2006, ApJ sous presse, astro-ph/0605026
- Ferguson A. M. N., Irwin M. J., Ibata R. A., Lewis G. F. & Tanvir N. R., 2002, AJ 124, 1452
- Font A. S., Johnston K. V., Guhathakurta P., Majewski S. R. & Rich R. M., 2006, AJ 131, 1436
- Freeman K. & Bland-Hawthorn J., 2002, ARAA 40, 487
- Frinchaboy P. M., Majewski S. R., Crane J. D., Reid I. N., Rocha-Pinto H. J., Phelps R. L., Patterson R. J. & Muñoz R. R., 2004, ApJ 602, L21
- Geha M., Guhathakurta P., Rich R. M. & Cooper M. C., 2006, AJ 131, 332
- Gilmore G., Wyse R. F. G. & Norris J. E., 2002, ApJ 574, 39
- Girard P. & Soubiran C., 2005, SF2A 2005 : Semaine de l'astrophysique française, Eds. Casoli F., Contini T., Hameury J.-M. & Pagani L., EDP Sciences, Paris
- Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Choisi C., Groenewegen M. A. T., Marigo P., Salasnich B. & Weiss A., 2002, A&A 391, 195
- Girardi L., Grebel E. K., Odenkirchen M. & Choisi C., 2004, A&A 422, 205
- Gould A., 2003, ApJ 583, 765
- Grillmair C. J., 2006, ApJ 645, L37
- Grillmair C. J. & Dionatos O., 2006a, ApJ 641, L37
- Grillmair C. J. & Dionatos O., 2006b, ApJ 643, L17
- Grillmair C. J. & Johnson R., 2006, ApJ 639, L17
- Guhathakurta P. et al., 2006a, AJ 131, 2497
- Guhathakurta P. et al., 2006b, astro-ph/0605172
- Harbeck D., Gallagher J. S., Grebel E. K., Koch A. & Zucker D. B., 2005, ApJ 623, 159
- Helmi A., White S. D. M., de Zeeuw P. T. & Zhao H., 1999, Nature 402, 53
- Helmi A. & de Zeeuw P. T., 2000, MNRAS 319, 657
- Helmi A. & White S. D. M., 2001, MNRAS 323, 529
- Helmi A., Navarro J. F., Meza A., Steinmetz M. & Eke V. R., 2003, ApJ 592, L25

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

Helmi A., 2004a, MNRAS 351, 643

Helmi A., 2004b, ApJ 610, L97

- Helmi A., Navarro J. F., Nordström B., Holmberg J., Abadi M. G. & Steinmetz M., 2006, MNRAS 365, 1309
- Holland S., Fahlman G. H. & Richer H. B., 1996, AJ 112, 1035
- Huxor A. P., Tanvir N. R., Irwin M. J., Ibata R. A., Collett J. L., Ferguson A. M. N., Bridges T. & Lewis G. F., 2005, MNRAS 360, 1007
- Ibata R. A., Gilmore G. F. & Irwin M. J., 1994, Nature 370, 194
- Ibata R. A., Gilmore G. F. & Irwin M. J., 1995, MNRAS 277, 781
- Ibata R. A., Wyse R. F. G., Gilmore G. F., Irwin M. J. & Suntzeff N. B., 1997, AJ 113, 634
- Ibata R. A. & Lewis G. F., 1998, ApJ 500, 575
- Ibata R. A., Lewis G. F., Irwin M. J., Totten E. & Quinn T., 2001a, ApJ 551, 294
- Ibata R. A., Irwin M. J., Lewis G. F., Ferguson A. M. N. & Tanvir N. R., 2001b, Nature 412, 49
- Ibata R. A., Irwin M. J., Lewis G. F. & Stolte A., 2001c, ApJ 547, L133
- Ibata R. A., Lewis G. F., Irwin M. J. & Cambrésy L., 2002a, MNRAS 332, 921
- Ibata R. A., Lewis G. F., Irwin M. J. & Quinn T., 2002b, MNRAS 332, 915
- Ibata R. A., Irwin M. J., Lewis G. F., Ferguson A. M. N. & Tanvir N. R., 2003, MNRAS 340, L21
- Ibata R. A., Chapman S. C., Ferguson A. M. N., Lewis G. F., Irwin M. J. & McConnachie A. W., 2004, MNRAS 351, 117
- Ibata R. A., Chapman S. C., Ferguson A. M. N., Lewis G. F., Irwin M. J. & Tanvir N. R., 2005, ApJ 634, 287
- Irwin M. J. & Hatzidimitriou D., 1995, MNRAS 277, 1354
- Irwin M. J. & Lewis J., 2001, NewAR 45, 105
- Irwin M. J., Ferguson A. M. N., Ibata R. A., Lewis G. F. & Tanvir N. R., 2006, ApJ 628, L105
- Ivezic Z. et al., 2000, AJ 120, 963
- Johnston K. V., Hernquist L. & Bolte M. 1996, ApJ 465, 278
- Johnston K. V., 1998, ApJ 495, 297
- Johnston K. V., Sigurdsson S. & Hernquist L., 1999, MNRAS 302, 771
- Johnston K. V., Sackett P. D. & Bullock J. S., 2001, ApJ 557, 137
- Johnston K. V., Spergel D. N. & Haydn C., 2002, ApJ 570, 656
- Johnston K. V., Law D. R. & Majewski S. R., 2005, ApJ 619, 800

- Jurić M. et al., 2006, ApJ soumis, astro-ph/0510520
- Kalirai J. S., Fahlman G. G., Richer H. B. & Ventura P., 2003, AJ 126, 1402
- Kalirai J. S. et al., 2006, ApJ 648, 389
- Kinman T. D., Saha A. & Pier J. R., 2004, ApJ 605, L25
- Kleyna J. T., Wilkinson M. I., Evans N. W. & Gilmore G. F., 2005, ApJ 630, L141
- Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O. & Prada F., 1999, ApJ 522, 82
- Klypin A. A., Zhao H. & Somerville R. S., 2002, ApJ 573, 597
- Law D. R., Johnston K. V. & Majewski S. R., 2005, ApJ 619, 807
- Lewis I. et al., 2002, MNRAS 333, 279
- López-Corredoira M., Cabrera-Lavers A., Garzón F. & Hammersley P. L., 2002, A&A 394, 883
- López-Corredoira M., 2006, MNRAS 369, 1911
- Mac Low M.-M. & Ferrara A., 1999, ApJ 513, 142
- Majewski S. R., Munn J. A. & Hawley S. L., 1994, ApJ 427, L37
- Majewski S. R., Skrutskie M. F., Weinberg M. D. & Ostheimer J. C., 2003, ApJ 599, 1082
- Majewski S. R. et al., 2004a, AJ 128, 245
- Majewski S. R., Ostheimer J. C., Rocha-Pinto H. J., Patterson R. J., Guhathakurta P. & Reitzel D., 2004b, ApJ 615, 738
- Majewski S. R., Law D. R., Polak A. A. & Patterson R. J., 2006, ApJ 637, L25
- Martin N. F., Ibata R. A., Bellazzini M., Irwin M. J., Lewis G. F. & Dehnen W., 2004, MNRAS 348, 12
- Martínez-Delgado D., Aparicio A., Gómez-Flechoso M. A. & Carrera R., 2001, ApJ 549, L199
- Martínez-Delgado D., Zinn R., Carrera R. & Gallart C., 2002, ApJ 573, L19
- Martínez-Delgado D., Gómez-Flechoso M. A., Aparicio A. & Carrera R., 2004, ApJ 601, 242
- Martínez-Delgado D., Butler D. J., Rix H.-W., Franco Y. I. & Peñarrubia J., 2005, ApJ 633, 205
- Mateo M., 1998, ARAA 36, 435
- Mateu C. E., Vivas A. K., Zinn R. & Miller L., 2006, RevMexAA 25, 18
- McClure-Griffiths N. M., Dickey J. M., Gaensler B. M. & Green J., 2004, ApJ 607, L127
- McConnachie A. W., Irwin M. J., Ibata R. A., Ferguson A. M. N., Lewis G. F. & Tanvir N. R., 2003, MNRAS 343, 1335
- McConnachie A. W., Irwin M. J., Ferguson A. M. N., Ibata R. A., Lewis G. F. & Tanvir N. R., 2004a, MNRAS 350, 243

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

- McConnachie A. W., Irwin M. J., Lewis G. F., Ibata R. A., Chapman S. C., Ferguson A. M. N. & Tanvir N. R., 2004b, MNRAS 351, L94
- McConnachie A. W., Irwin M. J., Ferguson A. M. N., Ibata R. A., Lewis G. F. & Tanvir N. R., 2005, MNRAS 356, 979
- McConnachie A. W. & Irwin M. J., 2006, MNRAS 365, 1263
- Moitinho A., Vázquez R. A., Carraro G., Baume G., Giorgi E. E. & Lyra W., 2006, MNRAS 368, L77
- Momany Y., Zaggia S. R., Bonifacio P., Piotto G., De Angeli F., Bedin L. R. & Carraro G., 2004, A&A 421, 29
- Momany Y. & Zaggia S. R., 2005, A&A 437, 339
- Momany Y., Zaggia S. R., Gilmore G., Piotto G., Carraro G., Bedin L. R. & De Angeli F., 2006, A&A 451, 515
- Moore B., Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J. & Tozzi P., 1999a, ApJ 524, L19
- Moore B., Quinn T., Governato F., Stadel J. & Lake G., 1999b, MNRAS 310, 1147
- Moore B., Calcáneo-Roldán C., Stadel J., Quinn T., Lake G., Ghigna S. & Governato F., 2001, Phys Rev D, 64, 3508
- Muñoz R. R. et al., 2006a, ApJ sous presse, astro-ph/0605098
- Muñoz R. R., Carlin J. L., Frinchaboy P. M., Nidever D. L., Majewski S. R. & Patterson R. J., 2006b, ApJ sous presse, astro-ph/0606271
- Navarro J. F., Frenck C. S. & White S. D. M., 1997, ApJ 490, 493
- Newberg H. J. et al., 2002, ApJ 569, 245
- Newberg H. J., 2003, ApJ 596, L191
- Nordström B. et al., 2004, A&A 418, 989
- Odenkirchen M. et al., 2001, AJ 122, 2538
- Odenkirchen M. et al., 2003, AJ 126, 2385
- Oh K. S., Lin D. N. C. & Aarseth S. J., 1995, ApJ 442, 142
- Peñarrubia J., Kroupa P. & Boily C. M., 2002, MNRAS 333, 779
- Peñarrubia J. et al., 2005, ApJ 626, 128
- Peñarrubia J. & Benson A. J., 2005, MNRAS 364, 977
- Peñarrubia J., McConnachie A. W. & Babul A., 2006, ApJ sous presse, astro-ph/0606101
- Peñarrubia J., Benson A. J., Martínez-Delgado D. & Rix H.-W., 2006, ApJ 645, 240
- Press W. H. & Schechter P., 1974, ApJ 187, 425

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T. & Flannery B. P., 1992, Numerical recipes in C, Cambridge University Press

Putman M. E., Thom C., Gibson B. K. & Staveley-Smith L., 2004, ApJ 603, L77

Robin A. C., Reylé C., Derrière S. & Picaud S., 2003, A&A 409, 523

Rocha-Pinto H. J., Majewski S. R., Skrutskie M. F. & Crane J. D., 2003, ApJ 594, L115

- Rocha-Pinto H. J., Majewski S. R., Skrutskie M. F., Crane J. D. & Patterson R. J., 2004, ApJ 615, 732
- Rocha-Pinto H. J., Majewski S. R., Skrutskie M. F., Patterson R. J., Nakanishi H., Muñoz R. R. & Sofue Y., 2006, ApJ 640, L147
- Rockosi C. M. et al., 2002, AJ 124, 349
- Ruphy S., Robin A. C., Epchtein N., Copet E., Bertin E., Fouque P. & Guglielmo F., 1996, A&A 313, L21
- Rutledge G. A., Hesser J. E., Stetson P. B., Mateo M., Simard L., Bolte M., Friel E. D. & Copin Y., 1997, PASP 109, 883
- Ryan S. G. & Norris J. E., 1991, AJ 101, 1865
- Sbordone L., Bonifacio P., Marconi G., Zaggia S. R. & Buonanno R., 2005, A&A 430, L13
- Schiavon R. P., Barbuy B., Rossi S. C. F. & Milone A., 1997, ApJ 479, 902
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P. & Davis M., 1998, ApJ 500, 525
- Searle L. & Zinn R., 1978, ApJ 225, 357
- Ségall M., Ibata R. A., Martin N. F., Irwin M. J. & Chapman S. C., 2006, MNRAS soumis
- Skrutskie M. F. et al., 2006, AJ 131, 1163
- Somerville R. S., 2002, ApJ 572, L23
- Soubiran C., Bienaymé O. & Siebert A., 2003, A&A 398, 141
- Soubiran C. & Girard P., 2005, A&A 438, 139
- Spergel D. N. et al., 2006, ApJ soumis, astro-ph/0603449
- Stanford L. & Cannon R., 2002, http://www.aao.gov.au/2df/technotes/fibvel.ps.gz
- Steinmetz M. et al., 2006, AJ sous presse, astro-ph/0606211
- Stetson P. B., 1994, PASP 106, 250
- Stoehr F., White S. D. M., Tormen G. & Springel V., 2002, MNRAS 335, L84
- Taylor K., Bailey J., Wilkins T., Shortridge K. & Glaazebrook K., 1996, ADASS 5, 195
- Teuben P. J., 1995, ADASS IV, Eds Shaw R., Payne H. E. & Hayes J. J. E.

- À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède
- Tolstoy E. et al., 2004, ApJ 617, L119
- Toth G. & Ostriker J. P., 1992, ApJ 389, 5
- Tully R. B., Somerville R. S., Trentham N. & Verheijen M. A. W., 2002, ApJ 569, 573
- Velazquez H. & White S. D. M., 1999, MNRAS 304, 254
- Venn K. A., Irwin M. J., Shetrone M. D., Tout C. A., Hill V. & Tolstoy E., 2004, AJ 128, 1177
- Vig S., Ghosh S. K. & Ojha D. K., 2005, A&A 436, 867
- Vivas A. K. et al., 2001, ApJ 554, 33
- Vivas A. K., Zinn R. & Gallart C., 2005, AJ 129, 189
- White S. D. M., 1978, MNRAS 184, 185
- White S. D. M. & Frenck C. S., 1991, ApJ 379, 52
- Wilkinson M. I. et al., 2005, MNRAS 359, 1306
- Willman B., Governato F., Dalcanton J. J., Reed D. & Quinn T., 2004, MNRAS 353, 639
- Willman B. et al., 2005, ApJ 626, 85
- Wyithe J. S. B. & Loeb A., 2006, Nature 441, 322
- Wyse R. F. G., Gilmore G., Norris J. E., Wilkinson M. I., Kleyna J. T., Koch A., Evans N. W. & Grebel E. K., 2006, ApJ 639, L13
- Xu Y., Deng L. C. & Hu J. Y., 2006, MNRAS 368, 1811
- Yanny B. et al., 2000, ApJ 540, 825
- Yanny B. et al., 2003, ApJ 588, 824
- Yanny B. et al., 2004, ApJ 605, 575
- Yong D., Carney B. W., Teixera de Almeida M. L., 2005, AJ 130, 597
- Yong D., Carney B. W., Teixera de Almeida M. L. & Pohl B. L., AJ 131, 2256
- Yusifov I., 2004, The Magnetized Interstellar Medium, Eds Uyaniker B., Reich W. & Wielebinski R., Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau, astro-ph/0405517
- Zucker D. B. et al., 2004a, ApJ 612, L117
- Zucker D. B. et al., 2004b, ApJ 612, L121
- Zucker D. B. et al., 2006a, ApJ soumis, astro-ph/0601599
- Zucker D. B. et al., 2006b, ApJ 643, L103

Annexe A

Réduction des données 2dF

LE 2-degree Field spectrograph (ou 2dF) est un double spectrographe multi-objet monté sur l'Anglo-Australian Telescope qui permet d'observer simultanément jusqu'à 400 objets dans un champ de deux degrés de diamètre, et à travers deux configurations différentes (Lewis et al., 2002). Le spectrographe de chaque configuration reçoit la lumière de 200 fibres optiques placées par un robot sur un plateau dans le plan focal du télescope. En fonction du réseau choisi, les spectres produits ont des résolutions basses à moyennes (R = 300 à R = 1200). La re-configuration des fibres pour observer un champ différent peut se faire en parallèle aux observations grâce à deux jeux de fibres, minimisant ainsi le temps perdu du fait du position-nement des fibres pendant la nuit.

Avec ces réseaux moyenne résolution, le 2dF devrait être un instrument parfait pour étudier la cinématique d'étoiles Galactiques. Cependant, il a été montré que les vitesses radiales qu'il produit sont entachées d'erreurs systématiques de l'ordre de 10 à $20 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ (Cannon, 1992; Stanford & Cannon, 2002). Bien que connus, ces effets systématiques ne sont pas facilement corrigés car ils varient d'une observation à l'autre. Des observations effectuées sur un CCD ou un plateau différent, durant des nuits différentes ou à différents moments d'une même nuit peuvent produire des variations de vitesse radiale qui sont bien supérieures aux $5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ de précision interne que devrait atteindre le 2dF.

Ces variations sont très probablement dues à des changements dans la fonction d'étalement linéique (*Line Spread Function* ou LSF) du système avec la position sur les CCD. Comme ceuxci sont montés au sommet de l'Anglo-Australian Telescope (AAT), près de l'ouverture du dôme, les changements de la LSF peuvent résulter de l'optique de la caméra, de décalages produit par le positionnement des fibres ou de variations dans la mise au point du foyer avec la température ou l'orientation du télescope (Cannon, 1992).

Dans la cas des observations de CMa présentées dans cette thèse (cf. chapitre 3), le 2dF, avec son grand nombre de fibres sur un champ large devrait être l'instrument idéal. Cependant, la faible dispersion des vitesses d'une galaxie naine ($\sim 10 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$) est une caractéristique essentielle des phénomènes d'accrétion : il est donc nécessaire de corriger au mieux les erreurs systématiques du 2dF et de les réduire à moins de $10 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$ pour cette étude. De plus, dans le cas de CMa, les vitesses des étoiles de la galaxie naine étant proches de celles du disque Galactique, une erreur de $10 \,\mathrm{a}\,20 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$ est suffisante pour qu'il devienne impossible de différencier entre une étoile de la naine et une étoile du disque.

Pour ces raisons, j'ai construit un pipeline de réduction des observations 2dF qui tient compte de l'asymétrie de la LSF des spectres extraits. Comme cette asymétrie joue un rôle lors

de la calibration des spectres et lors de la détermination des vitesses par corrélation croisée des spectres observés avec des spectres de référence, le pipeline fonctionne de la manière suivante :

- détermination des déformations de la LSF à travers le CCD à partir des lignes d'émission des observations de lampes de calibration;
- utilisation du modèle de LSF ainsi défini pour calibrer le spectre des lampes de calibration;
- utilisation du modèle de LSF pour générer des spectres de référence (à partir de spectres haute-résolution), déformés de manière identique aux spectres observés;
- corrélation-croisée des spectres observés et des spectres de référence ainsi obtenus.

C'est ce pipeline qui est décrit dans ce chapitre. Avant l'application du pipeline, les spectres sont d'abord corrigé du *flat field*, extraits et corrigés du ciel en utilisant le programme de réduction 2DFDR fourni par l'*Anglo-Australian Observatory* (Taylor et al., 1996)¹.

A.1 Observations

Les champs du relevé de vitesses radiales de CMa ont été observés avec le spectrographe dans les deux configurations suivantes :

- la configuration CCD1, avec le réseau 1200V sur le spectrographe 1 qui produit des spectres couvrant l'intervalle de longueur d'ondes 4600-5600 Å, à 1 Å par pixel;
- la configuration CCD2, avec le réseau 1200R sur le spectrographe 2, pour laquelle les spectres couvrent l'intervalle 8000-9000 Å, là aussi à 1 Å par pixel.

Des observations de la lampe de calibration cuivre-argon ont été intercalées avec les observations scientifiques. Cela permet de les utiliser pour suivre les déformations de la LSF au cours de la nuit.

Stanford & Cannon (2002) ont montré que les observations obtenues à partir de la configuration CCD2 sont bien meilleures que celles obtenues par la configuration CCD1. Le pipeline développé ici se concentre donc sur la corrections des déformations des données CCD1. Cela est aussi justifié par l'analyse des données CDD2 (voir § A.3).

A.2 Réduction des observations de la configuration CCD1

A.2.1 Le modèle de LSF

Pour un système optique donné, le signal $s_s(\lambda)$ obtenu en sortie pour la longueur d'onde λ s'exprime sous la forme :

$$s_s(\lambda) = (s_e * G)(\lambda) \tag{A.1}$$

où s_e est le signal à l'entrée du système et G est la LSF du système. Quand les observations sont faites sur un CCD, chaque pixel X, de taille ℓ Å, reçoit une partie de ce signal de sortie et sa valeur est F(X), définie par :

$$F(X) = \int_{X-0.5\cdot\ell}^{X+0.5\cdot\ell} s_s(\lambda) \,\mathrm{d}\lambda \,. \tag{A.2}$$

¹voir aussi http://www/aao.gov.au/2df/software.html



FIG. A.1 - Ligne d'émission du cuivre à 5105.541 Å obtenue sur la première fibre lors de l'observation d'une lampe de calibration avec le spectrographe dans la configuration CCD1. La ligne d'émission montre une asymétrie importante vers les plus grandes longueurs d'onde qui contient ~ 30 % du signal total.

Lors de l'observation d'une lampe de calibration, une ligne d'émission, centrée sur la longueur d'onde μ_1 , est modélisée en entrée par un Dirac :

$$s_e(\lambda) = \delta(\lambda - \mu_1) \tag{A.3}$$

qui produit le signal de sortie :

$$s_s(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\tau)\delta(\lambda - \mu_1 - \tau)\,d\tau = G(\lambda - \mu_1)\,. \tag{A.4}$$

Dans le cas des observations avec le 2dF, en utilisant le réseau 1200V pour lequel $\ell = 1$ Å, le signal *F*(*X*) produit par une ligne d'émission sur le pixel X du CCD est :

$$F(X) = \int_{X-0.5}^{X+0.5} G(\lambda - \mu_1) \,\mathrm{d}\lambda \,. \tag{A.5}$$

Si le système optique était parfait, la LSF du système (*G*) serait une gaussienne symétrique dont la dispersion dépend de la qualité du système. Ce n'est cependant pas le cas du spectrographe 2dF. La Figure A.1 montre le signal produit par une ligne d'émission lors de l'observation d'une lampe de calibration cuivre-argon à travers la configuration CCD1. La LSF déformée produit une ligne d'émission asymétrique qui présente une aile plus importante pour les grandes longueurs d'onde. Cette déformation est importante et l'aile peut contenir jusqu'à 30 % du signal total de la ligne d'émission.

Pour modéliser la LSF déformée, j'ai choisi de la représenter par la somme de deux fonctions normales. La première, G_1 , correspond à la LSF du système s'il était parfait et est déterminée par un seul paramètre : la dispersion σ_1 du signal qui serait observée à travers le système parfait. La seconde fonction normale, G_2 , est considérée comme la perturbation qui est à l'origine de l'asymétrie du système. Elle est décalée de $\Delta \mu$ par rapport à G_1 , a sa propre dispersion σ_2 , et contient une fraction A du signal total. La LSF du système s'exprime alors :

$$G(\lambda) = (1 - A) G_1(\lambda) + A G_2(\lambda) = \frac{1 - A}{\sqrt{2\pi} \sigma_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\sigma_1}\right)^2} + \frac{A}{\sqrt{2\pi} \sigma_2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \Delta \mu}{\sigma_2}\right)^2}.$$
 (A.6)

Avec ce modèle et en utilisant l'équation A.5, la valeur F(X) que prend la ligne d'émission sur le pixel X est :

$$F(X) = \frac{1-A}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \int_{X-0.5}^{X+0.5} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\mu_1}{\sigma_1}\right)^2} d\lambda + \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \int_{X-0.5}^{X+0.5} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-(\mu_1-\Delta\mu)}{\sigma_2}\right)^2} d\lambda.$$
(A.7)

A.2.2 Ajustement du modèle

L'équation A.7 montre que la forme de la ligne d'émission à une position donnée sur le CCD est seulement déterminée par cinq paramètres libres :

- μ_1 : le centre théorique de la ligne d'émission ;
- $-\sigma_1$: la dispersion de la LSF théorique et symétrique;
- A : la fraction du signal total qui se situe dans la perturbation ;
- σ_2 : la dispersion de la perturbation ;
- $\Delta \mu$: le décalage entre les deux fonctions normales. L'asymétrie se produisant sur l'aile à plus grande longueur d'onde, $\Delta \mu > 0$.

De tous ces paramètres libres, seul μ_1 dépend de la ligne d'émission alors que les quatre autres (A, σ_1 , σ_2 et $\Delta\mu$) déterminent la forme de la LSF pour la fibre, le temps et le plateau considérés. En ajustant ce modèle F de ligne d'émission sur la ligne d'émission observée sur le CCD, \tilde{F}^2 (dont un exemple est donné Figure A.1), on peut donc déterminer les paramètres qui définissent la LSF du système pour la fibre, la longueur d'onde, le temps et le plateau du spectre considéré.

Pour caractériser entièrement les déformations de la LSF, il faudrait à la fois définir ces paramètres suivant les axes X (longueur d'onde) et Y (numéro de fibre) du CCD. Cependant, comme la région d'intérêt pour nos observations se trouve dans la région centrale des longueurs d'onde et comme il y a peu de lignes d'émission dans cette région, je modélise uniquement les déformations de la LSF en fonction du numéro de fibre. Des observations effectuées dans une configuration différente pourrait néanmoins nécessiter de modéliser la LSF suivant les deux axes du CCD.

Pour la lampe cuivre-argon, il y a \sim 10 lignes d'émission qui sont observées à travers le réseau 1200V. Parmi celles-ci, la ligne du cuivre à 5105.541 Å, qui se situe au centre de la région qui sera ensuite utilisée pour la corrélation croisée des spectres observés et des spectres de référence (de 4800 Å à 5250 Å)³ est aussi la plus forte. Elle représente donc le choix parfait pour ajuster le modèle de LSF. Les cinq paramètres libres pourraient être déterminés pour chaque fibre, mais le faible nombre de pixels non nuls autour de la ligne d'émission (moins de 20 comme on peut le voir Figure A.1) se traduirait par des incertitudes élevées sur les paramètres. C'est pourquoi j'ai choisi d'ajuster le même modèle de LSF aux lignes d'émission de groupes de dix fibres consécutives (la présence de fibres mortes peut légèrement réduire ce nombre). En effet, les fibres du spectrographe sont regroupées par blocs de dix et il est raisonnable

²Par la suite, les fonctions avec \sim (par exemple \tilde{F}) représentent les données observées tandis que les fonctions sans \sim sont utilisées pour le modèle qui est ajusté aux données (par exemple *F*).

³Cette région est choisie car elle ne contient pas de fortes lignes d'émission du ciel. Elle est aussi située au centre du CCD suivant l'axe des longueurs d'onde, ce qui limite les asymétries qui pourraient exister suivant cet axe et qui sont plus importantes sur les bords du CCD.

de considérer que les LSF d'un même bloc sont très similaires⁴ mais que des changements peuvent survenir entre les blocs.

En extrayant les lignes d'émission des fibres du groupe considéré et en les concaténant, je génère une nouvelle fonction $\widetilde{F'}$ qui est modélisée par F' telle que :

$$F'(X) = \sum_{i=1}^{N} \int_{X-0.5}^{X+0.5} G(\lambda - \mu_i) \,\mathrm{d}\lambda$$
 (A.8)

Pour ce nouveau modèle, *G* est toujours le modèle de LSF tel que défini dans l'équation A.6, μ_i est le centre de la $i^{\text{ème}}$ ligne d'émission et *N* est le nombre de fibres du groupe (c'est-àdire 10 moins le nombre de fibres mortes). Ce nouveau modèle *F*' contient maintenant 4 + Nparamètres libres : les *N* centres des lignes d'émission (μ_i)_{1≤i≤N} ainsi que les quatre paramètres du modèle de LSF (A, σ_1 , σ_2 et $\Delta\mu$). En revanche, cette fois-ci, il y a environ 20 × *N* points sur lesquels ajuster ces 4 + N paramètres, ce qui devrait signifier de faibles incertitudes sur la détermination des paramètres.

Chaque groupe de fibres (1-10, 11-20, ...) est donc traité de la manière suivante :

- 1. pour chaque fibre :
 - vérification que la fibre n'est pas morte;
 - extraction de la ligne d'émission du cuivre à 5105.541 Å, \tilde{F} (autour du pixel 500);
- 2. concaténation des lignes d'émission extraites pour chaque fibre du groupe, \tilde{F} , pour générer $\tilde{F'}$;
- 3. ajustement des 4 + N paramètres du modèle F' sur les données $\widetilde{F'}$.

Lors de l'extraction des lignes d'émission, je fais attention à toujours extraire la même région autour de la ligne pour toutes les fibres, même si le centre varie sur le CCD en fonction du numéro de fibre. Sur les vingt pixels extraits, six le sont avant le pixel qui présente le plus fort signal et treize pixels le sont après afin de tenir compte de l'asymétrie vers les grandes longueurs d'onde. Je corrige ensuite d'un possible continuum en soustrayant au signal un ajustement linéaire entre la moyenne des trois premiers pixels et celle des trois derniers pixels. Enfin, pour corriger des différences de réponse de chaque fibre, le signal de chaque ligne d'émission est normalisé de telle sorte que :

$$\int \widetilde{F}(X) \, \mathrm{d}X = 1.0 \tag{A.9}$$

Un exemple de la fonction \tilde{F}' ainsi obtenue est présenté figure A.2 par des cercles.

C'est la routine mrqmin décrite dans Press et al. (1992) qui est utilisée pour ajuster le modèle F' aux données $\tilde{F'}$ et ainsi déterminer les 4 + N paramètres. Il s'avère qu'il est difficile d'ajuster en même temps tous les paramètres. J'ai donc choisi de déterminer indépendamment les N centres des lignes d'émission $(\mu_i)_{1 \le i \le N}$ et les quatre paramètres liés au modèle de LSF A, σ_1 , σ_2 et $\Delta \mu$. L'ajustement se fait alors par les étapes suivantes :

1. l'espace des quatre paramètres du modèle est grossièrement parcouru pour déterminer les N valeurs des μ_i qui donnent le plus petit χ^2 (au sens de mrqmin);

⁴L'ajustement des paramètres du modèle de LSF à des groupes de cinq fibres produit en effet des résultats similaires, mais avec des incertitudes plus grandes.



FIG. A.2 - Concaténation des lignes d'émission d'un groupe de fibres (cercles, correspondant à la fonction \tilde{F}'). Comme il n'y a pas de fibres mortes dans ce groupe, dix lignes ont été extraites et utilisées pour ajuster le modèle. Le meilleur ajustement (correspondant à la fonction F') est représenté en trait épais et suit fidèlement les données. En particulier, il reproduit l'aile asymétrique de chaque ligne d'émission.

Chapitre A – Réduction des données 2dF



FIG. A.3 - Évolution des quatre paramètres du modèle de LSF à travers le CCD : *A* (en bas, à gauche), σ_1 (en bas, à droite), σ_2 (en haut, à droite) et $\Delta \mu$ (en haut, à gauche). Les trois paramètres modélisant l'asymmétrie de la LSF (A, σ_2 et $\Delta \mu$) montrent tous d'importantes variations avec la position sur le CCD. Le nombre de fibres utilisé pour l'ajustement, N, est représenté par le ligne pointillée dans le cadre en bas, à gauche.

- 2. ces $(\mu_i)_{1 \le i \le N}$ sont fixés pour ensuite ajuster les quatre paramètres du modèle à l'aide de mrqmin pour ce quadruplet;
- 3. le meilleur quadruplet est conservé et les $(\mu_i)_{1 \le i \le N}$ sont à nouveau ajustés par mrqmin;
- 4. enfin, les nouvelles valeurs trouvées sont fixées une dernière fois pour ré-ajuster les quatre paramètres du modèle.

Les deux dernières étapes servent de vérification de l'hypothèse d'indépendance des deux jeux de paramètres. Le χ^2 variant de moins de 1% entre les étapes 2 et 4, cette hypothèse peut être considérée comme valide mais les deux dernières étapes sont conservées pour le vérifier sur chaque jeu de données. La Figure A.2 montre le résultat de l'ajustement par cette méthode (trait épais). Il est visiblement bon et reproduit à la fois la position des lignes d'émission (les différents μ_i) et leur asymmétrie pour les valeurs de pixel plus élevées.

Pour chaque observation de lampe de calibration, cette procédure est répétée pour les vingt groupes de dix fibres maximum. Un exemple de l'évolution des quatre paramètres du modèle de la LSF est donné Figure A.3. La première constatation qui s'impose est que les paramètres évoluent en fonction de la position sur le CCD, ce qui signifie que l'asymétrie de la LSF n'est pas constante pour les différentes fibres d'une observation. Le paramètre le plus important, A, qui représente l'amplitude de la perturbation augmente jusqu'à atteindre 30% sur les bords du CCD mais se limite à $\sim 15\%$ en son centre. Si ce comportement est attendu (voir Cannon 1992), son importance sur les bords peut facilement expliquer de grosses erreurs systématiques si cet effet n'est pas pris en compte lors de la réduction des données. Tous les paramètres ont des évolutions symétriques et leur valeur est globalement identique sur chacun des deux bords du CCD.

La manière dont le modèle de LSF est construit sous-entend qu'il peut être séparé en un "signal théorique" G_1 (déterminé par σ_1) et une "perturbation" G_2 (déterminée par A, $\Delta \mu$ et σ_2)





FIG. A.4 - Comme la Figure A.3 mais pour toutes les observations d'une nuit. L'évolution des paramètres pour les observations effectuées sur le plateau 0 (respectivement 1) est présentée dans les panneaux de gauche (resp. droite). Bien que les paramètres évoluent de manière similaire pour toutes les observations, des variations (surtout entre les deux plateaux, par exemple pour le paramètre *A*) empêchent d'utiliser un seul modèle de LSF pour toute la nuit.

qui crée l'asymétrie. Ce choix semble confirmé par la valeur presque constante de σ_1 qui évolue dans un intervalle restreint entre 0.81 et 0.85 alors que dans le même temps, la "dispersion de la perturbation", σ_2 , a des variations bien plus importantes (entre 1.3 et 1.7). De plus, σ_1 est proche de la dispersion de la LSF non déformée que l'on peut mesurer sur les données observées dans la configuration CCD2 (voir plus loin, § A.3).

Bien que les paramètres évoluent comme attendus, une étude plus détaillée montre un comportement "bruité" avec des bosses et des creux là où on attendrait une évolution lisse à travers le CCD. Ceci est en partie dû aux changements du nombre de fibres utilisées pour ajuster le modèle (Figure A.3, ligne pointillée dans le cadre en bas à gauche). En effet quand de nombreuses fibres mortes obligent à un ajustement sur seulement 6 fibres pour le groupe 81-90, cela se ressent directement sur les incertitudes qui augmentent. Le bruit dans les paramètres est aussi dû aux faibles variations du χ^2 autour des valeurs de convergence : plusieurs modèles de LSF très similaires pourraient être utilisés pour l'ajustement.

Outre l'évolution des paramètres sur le CCD, il convient aussi de s'intéresser aux changements qui peuvent intervenir dans cette évolution lors des différentes observations d'une nuit ou lors d'observations obtenues sur les deux différents plateaux. La Figure A.4 montre le comportement des quatre paramètres pour toutes les observations effectuées dans la nuit du 9 avril 2004. Pour un même plateau, le comportement des paramètres sur le CCD sont similaires avec certains paramètres (tels A ou σ_1) produisant même des valeurs identiques ; mais les paramètres de la "perturbation" ont tendance à varier malgré un même comportement global. De même, bien que les déformations de la LSF évoluent de manière similaire entre les deux plateaux (avec une asymétrie plus forte sur les bords du CCD), il y a des différences notables entre les deux. Par exemple, l'amplitude des déformations est généralement plus importante au centre du CCD pour le plateau 1.

C'est pourquoi, même s'il est rassurant que l'asymétrie du modèle évolue de manière similaire tout au long de la nuit, il reste préférable d'ajuster un modèle de LSF sur les spectres



FIG. A.5 - Différence de la position centrale d'une ligne d'émission déformée pour deux méthodes de calibration. μ_0 est défini par l'équation A.10 et correspond à la valeur donnée par la routine identify d'IRAF tandis que μ_1 est le centre du "signal théorique" du modèle de LSF, G_1 , défini dans l'équation A.6. Le signal mesuré sur le CCD, F, est représenté par les cercles et le modèle de LSF, \tilde{F} , ajusté comme décrit § A.2.2 est tracé par le trait épais. Ses deux composantes (le "signal théorique" G_1 et la "perturbation" G_2) sont représentés en traits pointillés. Dans cet exemple, les décalage entre les 2 centres μ_0 et μ_1 est de 0.28 pixels, c'est-à-dire $\sim 15 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ pour ces observations.

de la lampe de calibration obtenus avant chaque observation. L'utilisation d'un modèle global pour toutes les observations obtenues sur un même plateau pour une même nuit produit néanmoins des résultats finaux acceptables : les incertitudes sur les vitesses radiales obtenues à l'issue de la réduction sont 20 à 30% supérieures à celles obtenues en ajustant un modèle sur chaque observation. Des observations faites en ne prenant les spectres de la lampe de calibration qu'une seule fois par nuit pour chaque plateau peuvent donc aussi grandement bénéficier de la méthodologie décrite dans ce chapitre.

A.2.3 Calibration

La calibration — c'est-à-dire la détermination de la longueur d'onde de chaque pixel du CCD — est une des étapes de la réduction où une déformation de la LSF joue un rôle important. Cette étape consiste à identifier la position sur le CCD des centres des lignes d'émission, de longueur d'onde connue, d'une lampe de calibration pour en déduire la longueur d'onde de chaque pixel. Mais la détermination de ces centres peut poser problème en fonction de la routine qui est utilisée. En effet, une routine comme identify dans IRAF détermine le centre μ_0 d'une ligne d'émission \tilde{F} définie sur l'intervalle de pixels $[X_{\min}, X_{\max}]$ comme la position où la ligne d'émission peut être séparée en deux parties d'intégrale égale. C'est-à-dire :

$$\int_{X_{\min}}^{\mu_0} \widetilde{F}(X) \, \mathrm{d}X = \int_{\mu_0}^{X_{\max}} \widetilde{F}(X) \, \mathrm{d}X. \tag{A.10}$$

C'est pourquoi la présence d'une asymétrie dans la ligne d'émission entraîne un décalage du

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède



FIG. A.6 - Différence de vitesse radiale entre les différentes fibres et la fibre 100 pour des observations du crépuscule. À gauche, les spectres sont calibrés par la routine d'IRAF identify alors qu'à droite, la calibration suit la procédure décrite dans le texte en tenant compte des déformations de la LSF. L'utilisation d'IRAF, produit des erreurs systématiques avec une différence de vitesses variable, corrigée par la méthode de calibration décrite dans ce chapitre.

"centre IRAF" μ_0 vers une valeur plus élevée que le "centre théorique" μ_1 (voir figure A.5). La taille de ce décalage étant directement liée à l'importance de l'asymétrie, et donc au paramètre A du modèle, la différence $\mu_0 - \mu_1$ diffère avec la fibre. De plus, comme je détermine la vitesse radiale d'un spectre par corrélation croisée avec des spectres de référence qui ne sont pas concernés par ce problème, la vitesse déduite inclue une erreur systématique qui peut atteindre $15 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$.

Pour corriger cet effet, chaque spectre de la lampe est calibré en utilisant le modèle de LSF correspondant à cette fibre, pour l'observation et le plateau donné. C'est ensuite le centre du signal théorique de la ligne d'émission (μ_1) qui est utilisé plutôt que le centre qui serait déterminé par IRAF (μ_0). Pour une fibre donnée, la calibration s'effectue donc comme suit :

- 1. détermination du centre μ_1 de chaque ligne d'émission du spectre de la lampe de calibration en ajustant le modèle de LSF (équation A.7) avec μ_1 comme seul paramètre libre (un exemple est donné Figure A.5);
- ajustement des "centres théoriques" des lignes d'émission par un polynôme de Legendre pour interpoler la longueur d'onde de chaque pixel du spectre observé (une dizaine de lignes d'émission dont le signal est suffisamment fort sont utilisées pour cet ajustement);
- 3. ré-échantillonage du spectre pour que chaque pixel corresponde à 1 Å entre 4600 Å et 5600 Å.

L'utilisation des "centres théoriques" pour calibrer les observations permet de réduire l'influence des asymétries de la LSF du 2dF. En effet, même si je ne modélise pas la possible évolution de cette asymétrie en fonction de la longueur d'onde sur le CCD (j'utilise le même modèle de LSF pour toutes les lignes d'émission d'un même spectre) cette méthode produit de bien meilleurs résultats qu'en utilisant simplement IRAF pour la calibration. Pour tester cela, il convient de mesurer la différence de vitesse radiale entre différentes fibres d'une observation du crépuscule. Comme pour de telles observations on obtient le spectre du Soleil sur chaque fibre, la corrélation croisée de chaque spectre calibré avec un spectre de référence (par exemple celui de la fibre 100) révèle directement les erreurs systématiques dues à une calibration imparfaite. Ceci a été fait pour des observations du crépuscule du 9 avril 2004 et les différences de vitesses radiales obtenues sont présentées Figure A.6 pour une calibration *via* IRAF (à gauche) et en utilisant la procédure décrite précédemment (à droite).

Il est flagrant que la calibration par IRAF n'est pas satisfaisante avec une différence de vitesses entre la fibre 100 et les autres fibres qui n'est pas constante et suit un arc qui produit des différences plus élevées sur les bords du CCD. En revanche, cet effet est corrigé par ma méthode de calibration et toutes les fibres produisent une vitesse similaire avec une dispersion de seulement $2.8 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$.

A.2.4 Spectres de référence

Mesurer la vitesse radiale nécessite la corrélation croisée du spectre de l'étoile étudiée avec le spectre d'une étoile de référence dont on connaît la vitesse radiale. En général, de tels spectres de référence sont obtenus en observant quelques étoiles aux caractéristiques connues en même temps que les étoiles cibles. Cependant, pour des contraintes de temps, seules quelques étoiles de référence sont observées, souvent sur une seule fibre, à un moment donné de la nuit. Or, nous avons vu précédemment que les déformations des observations évoluent dans la nuit et surtout en fonction de la fibre utilisée (voir Figure A.4). Utiliser ces spectres de référence pour déterminer la vitesse radiale des étoiles cibles reviendrait donc à faire la corrélation croisée de spectres dont les asymétries ne sont pas identiques. Cela entraîne des décalages systématiques qui peuvent atteindre 0.2 pixels, c'est-à-dire aussi importants que $15 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$, bien trop élevés pour des études de population stellaires Galactiques. Il est donc nécessaire de tenir compte des déformations de la LSF pour effectuer la corrélation croisée.

Afin d'utiliser des spectres déformés de la même manière, il faudrait déconvoluer les spectres de références pour les convoluer ensuite avec la LSF de la fibre par laquelle a été obtenu le spectre de l'étoile cible. Néanmoins, la déconvolution étant une étape particulièrement coûteuse en temps de calcul – surtout que plusieurs milliers d'étoiles ont été observées – il est préférable de déformer des spectres de référence à haute résolution avec le modèle de LSF souhaité et les ramener ensuite à la résolution du 2dF. De cette manière, les spectres cible et référence sont déformés de manière identique, réduisant ainsi les erreurs systématiques sur la détermination de la vitesse radiale. Pour chaque groupe de dix fibres, je procède de la façon suivante :

- convolution du spectre de référence haute résolution avec le modèle de LSF correspondant;
- dégradation du spectre de référence haute résolution et convolué jusqu'à la résolution d'un spectre du 2dF (1 Å/pix pour le réseau 1200V);
- 3. corrélation croisée des dix spectres observés avec le spectre de référence artificiel en utilisant la routine fxcor d'IRAF.

Les spectres de référence haute résolution que j'ai choisi sont issus du *UVES Paranal Observatory Project*⁵ (Bagnulo et al., 2003). Les nombreux types spectraux proposés par cette base de

⁵http://www.sc.eso.org/santiago/uvespop/index.html

Observatory Project (Bagnulo et al., 2003).			
	étoile	type spectral	vitesse radiale $(\mathrm{km}\mathrm{s}^{-1})^a$
	HD 145206	K4III	-46.0
	HD 167818	K5III	-16.9
	HD 149447	K6III	-2.1
	HD 89736	K7III	16.0
	HD 92305	M0III	-22.4
	HD 102212	M1III	50.7
	HD 120052	M2III	64.2
	HD 224935	M3III	-11.8
	HD 11695	M4III	1.5

TAB. A.1 - Spectres de référence utilisés pour la corrélation croisée des étoiles observées avec le spectrographe dans la configuration CCD1. Ces spectres haute résolution proviennent du UVES Paranal Observatory Project (Bagnulo et al., 2003).

^a Obtenues sur la base de données SIMBAD du CDS, Strasbourg

données (des étoiles de type O aux étoiles de type M) permettent en effet de choisir des spectres de référence proches des spectres des étoiles observées. De plus, les observations UVES obtenues par le réseau 580L (de 4760 à 5770 Å) incluent l'intervalle de longueurs d'onde utilisé pour la corrélation croisée (de 4800 à 5250 Å).

En fonction du type d'étoiles cibles, différents spectres de référence seront utilisés. Dans le cadre de mes observations des structures stellaires à basses latitudes, les étoiles observées sont des étoiles du *Red Clump* ou de la branche des géantes sélectionnées à partir de 2MASS, c'est-à-dire des étoiles de type K à M. J'ai donc choisi des spectres de référence de chaque type stellaire de géantes entre K4III et M4III. Les étoiles choisies dans la base de Bagnulo et al. (2003) sont présentées dans la table A.2.4 ainsi que leur vitesse radiale telle qu'elle apparaît dans la base de données SIMBAD du Centre de Données astronomiques de Strasbourg.

Les étoiles de la branche des géantes sont corrélées avec les neuf spectres de référence et donnent des vitesses radiales avec des incertitudes de l'ordre de $4 - 7 \text{ km s}^{-1}$. Les étoiles du *Red Clump* sont quant à elles corrélées avec les spectres de référence de type K4 à M0 puisque les types supérieurs correspondent aux étoiles de la branche des géantes et s'éloignent des spectres des étoiles cibles. Comme ces étoiles sont moins lumineuses, les incertitudes sur les vitesses radiales sont plus élevées (~ $8 - 15 \text{ km s}^{-1}$).

La Figure A.7 montre les vitesses radiales obtenues par corrélation croisée du spectre d'une même étoile cible avec les spectres des étoiles de référence observées (à gauche) et avec les spectres de référence obtenus en tenant compte de la déformation de la LSF (à droite). Dans ce dernier cas, toutes les vitesses obtenues sont proches les unes des autres et seules celles qui ont une plus grande incertitude sont légèrement différentes. Lorsque ce sont les spectres de référence observés qui sont utilisés, un effet systématique important décale les deux vitesses à plus faible incertitude de $\sim 30 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$ par rapport aux autres, centrées autour de la vitesse obtenue à partir des spectres artificiels (mais avec de bien plus grandes incertitudes). La technique mise en place est donc bien utile et nous verrons plus loin que les vitesses obtenues (de l'ordre de $80 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour cet exemple) correspondent à la vitesse attendue.

Chapitre A – Réduction des données 2dF



FIG. A.7 - Vitesses radiales et leur incertitude obtenues par corrélation croisée avec les spectres de référence observés (à gauche) et les spectres de référence artificiels (à droite) pour la même étoile géante rouge. Alors que tous les spectres de référence devraient produire les mêmes valeurs, un effet systématique est clairement visible pour les spectre de référence observés où les deux vitesses avec la plus faible incertitude sont décalés de $\sim 30 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$ par rapport aux vitesses obtenues avec les autres références. Cet effet est corrigé par l'utilisation des spectres de référence artificiels.

A.3 Réduction des observations de la configuration CCD2

Comme le montre la Figure A.8, les lignes d'émission des lampes de calibration obtenues par le deuxième spectrographe à travers le réseau 1200R qui couvre la zone du triplet du CaII ne présentent pas d'asymétries. En fait, les lignes d'émissions sont bien ajustées par une simple gaussienne (la courbe de la Figure A.8) avec des incertitudes sur le centre de la fonction gaussienne qui sont inférieures à 0.01 pixel. Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer le pipeline mis en place pour les observations dans la configuration CCD1 pour obtenir des vitesses radiales précises à partir des données de la configuration CCD2. L'absence d'asymétries ne veut cependant pas dire qu'il n'y a pas les données sont parfaites dans cette configuration. L'analyse d'une même ligne d'émission — la ligne de la lampe cuivre-argon situe à 8408.2096 Å, c'està-dire à peu près au centre du CCD — sur toutes les fibres révèle en effet que sa dispersion interne σ , déterminée par un ajustement gaussien, est variable (voir Figure A.8); de plus, cette variabilité est différente sur les deux plateaux. Si une augmentation de la dispersion est attendue sur les bords du CCD où la mise au point du télescope peut ne pas être aussi bonne qu'au centre, l'amplitude de la variation — de $\sigma = 0.6$ au centre à $\sigma = 0.75$ sur le bord du plateau 0 ou $\sigma = 0.85$ pour le plateau 1 — est inquiétante. De plus, il y a au moins un groupe de fibres (les fibres de 91 à 100 sur le plateau 0) qui produisent une dispersion plus importante que les groupes voisins.

L'influence de ces variations de la dispersion est difficilement quantifiable. Nous verrons néanmoins que cela ne semble pas affecter les vitesses radiales obtenues de plus de $\sim 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$.



FIG. A.8 - Ligne d'émission cuivre-argon à 8408.2096 Å observée dans la configuration CCD2 (cercles). Contrairement aux observations avec le premier spectrographe, la ligne d'émission est symétrique et bien ajustée par une simple gaussienne, de dispersion $\sigma = 0.74$ pixel (courbe).



FIG. A.9 - Évolution sur le CCD de la dispersion, σ , de l'ajustement gaussien de la ligne d'émission présentée Figure A.8. Même si la ligne d'émission (et donc la LSF) restent symétriques, sa dispersion varie de manière significative.
Chapitre A – Réduction des données 2dF



FIG. A.10 - Différences de vitesses radiales entre les observations d'avril et de décembre des mêmes étoiles de la branche des géantes pour une réduction avec 2DFDR, IRAF et les spectres de référence observés (à gauche) et pour les procédures de réduction décrites dans ce chapitre (à droite). Dans chaque cas, le décalage en vitesse radiale $\Delta v_r = v_{r, avr} - v_{r, dec}$ est représenté (à gauche) avec l'incertitude correspondante (à droite). Le nouveau pipeline de réduction permet d'annuler globalement les écarts et produit des incertitudes plus régulière sur le CCD. La moyenne des différences de vitesses radiales sur tout le CCD est représentée par la ligne fine en tirets dans les deux cas.

A.4 Vers une réduction des effets systématiques

Pour tester l'efficacité de la procédure décrite dans ce chapitre, un des champs de CMa observé en avril dans la configuration CCD1 a été à nouveau observé en décembre 2004 dans la configuration CCD2. Comme la deuxième configuration ne produit pas d'asymétrie de la LSF, les vitesses radiales obtenues par la réduction des données de décembre sont utilisées comme des références. Elles sont par ailleurs observées à travers le réseau 1200R à plus grande longueur d'onde que le réseau 1200V utilisé pour les observations d'avril, ce qui produit des incertitudes plus faibles ($\sim 2 \,\mathrm{km\,s^{-1}}$).

En utilisant simplement le package du 2dF 2DFDR et IRAF pour la réduction des données, on obtient des écarts importants entre les deux observations (Figure A.10, à gauche). Les vitesses ainsi obtenues sont globalement 10 à 20 km s⁻¹ inférieures aux vitesses de référence obtenues en décembre avec en plus des variations de ces écarts qui peuvent atteindre -30 km s^{-1} ou 20 km s^{-1} . Dans le même temps, les incertitudes sont situées entre 6 et 8 km s^{-1} , mais certains groupes de fibres produisent clairement de moins bons résultats avec des incertitudes qui atteignent 15 km s^{-1} sur certaines portions du CCD (pour les bas numéros de fibres ou celles entre 130 et 150). Dans les deux cas, la vitesse d'un objet est donnée par le spectre de référence (observé ou artificiel) qui produit la plus faible incertitude.

En comparaison, la réduction des données d'avril par les différentes étapes présentées dans ce chapitre donnent des vitesses radiales bien plus proches de celles obtenues par la réduction des données de décembre (Figure A.10, à droite). Le décalage moyen des vitesses mesurées tombe ainsi de $-9 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ à $0 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ tandis que les incertitudes sont légèrement plus faibles et surtout, ne montrent plus de groupes de fibres avec de grandes incertitudes. De faibles effets systématiques internes restent néanmoins apparents. En moyenne, ils sont limités

À la recherche de structures stellaires : du disque Galactique au halo de la galaxie d'Andromède

 $(\sim 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ et certainement moins de $10 \,\mathrm{km \, s^{-1}})$ et peuvent être dus à la réduction qui ne corrige pas complètement des effets de la déformation de la LSF (mais nous avons vu que les erreurs systématiques dues aux problèmes de calibration avaient été corrigées). Il se peut aussi que ces faibles décalages soient des effets systématiques dans les vitesses de référence. En effet, nous avons vu que si les observations à travers le deuxième spectrographe ne produisent pas d'asymétrie de la LSF, les effets des variations de sa largeur restent inconnus (voir Figure A.9).

A.5 Conclusion

Afin de corriger les effets systématiques obtenus lors de la réduction des spectres observés par le spectrographe multi-objets 2dF, j'ai développé un nouveau pipeline. Les procédures misent en place réduisent sensiblement les écarts de mesure entre les observations faites avec le premier spectrographe à travers le réseau 1200V et celles faites avec le deuxième spectrographe équipé du réseau 1200R. Les étapes suivantes sont nécessaires pour corriger les observations dans la première configuration :

- modélisation de la LSF déformée par la somme de deux fonctions gaussiennes la première représente la LSF du système s'il était parfait et la deuxième une perturbation de ce système;
- 2. ajustement du modèle de LSF sur les lignes d'émission des observations de lampes de calibration pour des groupes de dix fibres ;
- 3. utilisation du modèle ajusté de LSF pour calibrer les spectres correspondants;
- 4. utilisation du modèle de LSF pour dégrader des spectres de référence haute résolution en des spectres de référence artificiels, déformés de la même manière que les observations.

En suivant cette procédure, les écarts de vitesses radiales d'étoiles observées par les deux spectrographes sont grandement réduits pour se limiter à $\sim \pm 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$. De plus, les vitesses radiales obtenues ont un comportement plus cohérent à travers le CCD que précédemment.

Même si le 2dF a été décommisioné à la fin de l'année 2005, les données d'archives de la dernière décennie pourraient être améliorées par cette procédure. En particulier, les études cinématiques des populations Galactique bénéficieraient grandement de la réduction des effets systématiques qu'elle entraîne. Si l'efficacité de ce pipeline a uniquement été montrée sur un jeu de données, il est vraisemblable que d'autres observations obtenues avec d'autres réseaux ou à d'autres longueurs d'onde puissent aussi en bénéficier.

Annexe B

Équations de couleur du relevé MegaCam

B.1 Relation entre magnitudes MegaCam et magnitudes SDSS

LES DONNÉES MEGACAM sont observées dans les bandes g et i, très proches de celles utilisées pour le relevé SDSS mais tout de même légèrement différentes. D'après les données fournies par le CFHT, la magnitude observée g doit être corrigée en fonction de la couleur $g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}}$ où les magnitudes sont mesurées par le SDSS. De même la magnitude i observée par MegaCam doit être corrigée en fonction de la couleur $r_{\text{SDSS}} - i_{\text{SDSS}}$.

La région de M31 couverte par la relevé MegaCam n'étant pas disponible dans le SDSS, il est préférable de transformer les magnitudes SDSS g_{SDSS} , r_{SDSS} et i_{SDSS} utilisées par les isochrones de Girardi et al. (2004) en magnitudes MegaCam g, et i en appliquant les relations suivantes :

$$i = i_{\text{SDSS}} - 0.0830 \cdot (r_{\text{SDSS}} - i_{\text{SDSS}})$$

$$g = g_{\text{SDSS}} - 0.1480 \cdot (g_{\text{SDSS}} - r_{\text{SDSS}})$$
(B.1)

B.2 Équations de couleur entre données MegaCam et INT

Les équations de couleur entre les données MegaCam et INT sont déterminées à partir d'observations MegaCam de la région de *Draco* obtenues dans les mêmes conditions que dans le relevé du halo de M31 (voir Ségall et al. 2006). Les relations entre les magnitudes MegaCam g et i et les magnitudes INT V_{INT} et i_{INT} sont :

$$i = i_{\rm INT} + 0.3329$$

$$g = \begin{cases} -0.482 + 1.4878 \cdot (V_{\rm INT} - i_{\rm INT}) + i_{\rm INT} + 0.3329 & \text{si} \quad (V_{\rm INT} - i_{\rm INT}) < 1.5 \\ 0.213 + 1.0246 \cdot (V_{\rm INT} - i_{\rm INT}) + i_{\rm INT} + 0.3329 & \text{si} \quad (V_{\rm INT} - i_{\rm INT}) > 1.5 \end{cases}$$
(B.2)

Quand j'utilise des magnitudes V et I Landolt, j'utilise les relations ci-dessus pour déterminer les magnitudes INT de l'objet puis j'utilise les relations suivantes¹:

¹voir http://www.ast.cam.ac.uk/~wfcsur/technical/photom/colours/

$$I = i_{\rm INT} - 0.101 \cdot (V_{\rm INT} - i_{\rm INT})/0.894$$

$$V = V_{\rm INT} + 0.005 \cdot (V_{\rm INT} - i_{\rm INT})/0.894$$
(B.3)