

Abréviations

Les télescopes et leurs instruments

VLT	Very Large Telescope
SINFONI	Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared
FLAMES	Fibre Large Array Multi Element Spectrograph
VVDS	VIMOS-VLT Deep Survey
ISAAC	Infrared Spectrometer And Array Camera
SINFONI	Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared
MOS	Multi-Object Spectroscopy
IFU	Integral Field Unit
IFS	Integral Field Spectrograph
AO	Adaptative Optic
NTT	New technology telescope
SUSI	SUperb Seeing Imager
WFI	Wide-Field Imager
LRIS	Low Resolution Imaging Spectrometer
DEIMOS	DEep Imaging Multi-Object Spectrograph
IMACS	Inamori-Magellan Areal Camera & Spectrograph
CFHT	Canada France Hawaiï Telescope
INT	Isaac Newton Telescope
MMT	Multiple Miror Telescope
UKIRT	United Kingdom InfraRed Telescope
WFCAM	Wild Field Camera
GBT	Green Bank Telescope
SKA	Square Kilometer Array
HST	Hubble Space telescope
WFPC2	Wide Field Planetary Camera 2
ACS	Advanced Camera Survey
WFC3	Wield Field Camera 3
JWST	James Web Space Telescope
GALEX	Galaxy Evolution Explorer

Les missions et les relevés astronomiques

WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
COBE	Cosmic Background Explorer
DSS	Digital Sky Survey
2MASS	Two-Micron All Sky Survey
THINGS	The HI Nearby Galaxy Survey
VLA-ANGST	Very Large Array - ACS Nearby Galaxy Survey Treasury
ALFA	Arecibo L-band Feed Array
AGES	Arecibo Galaxy Environment Survey
HIPASS	HI Parkes All Sky Survey
ALFALFA	Arecibo Legacy Fast ALFA
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
6DFGS-2DFGS	6-2 Degres Field Galaxy Survey
GHASP	Gassendi H α survey of SPirals
HDF-N	Hubble Deep Field North
HDF-S	Hubble Deep Field South
UDF	Ultra Deep Field
CDFS	Chandra Deep Field South
COMBO 17	Classifying Objects by Medium-Band Observations - a spectrophotometric 17-filter survey
GEMS	Galaxy Evolution From Morphology And SEDs
CFHTLS	CFHT Legacy Survey
UKIDSS	UKIRT Infrared Deep Sky Survey
CFRS	Canada France Reshift Survey
DEEP	Deep Extragalactic Evolutionary Probe
COSMOS	Cosmic Evolution Survey
AEGIS	All-Wavelength Extended Groth Strip International Survey
EGS	Extented Groth Strip
GOODS	Great Observatories Origins Deep Survey
MASSIV	Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS
SINS	Spectroscopic Imaging survey in the Near-IR with SINFONI
IMAGES	Intermediate MAss Galaxies Evolution Sequence
DEUSS	Dark Energy Universe Simulation Series
DEUS-FUR	Dark Energy Universe Simulation - Full Universe Run
CLUES	Constrained Local UniversE Simulations
GIMIC	Galaxies-Intergalactic Medium Interaction Calcu- lation

Divers

NGC	New General Catalogue
IC	Index Catalogue
CMB	Cosmological Microwave Background
Λ CDM	Λ Cold Dark Matter
MC	Magellanic Cloud
LMC	Large Magellanic Cloud
SMC	Small Magellanic Cloud
DoS	Disk of Satellite
VPOS	Vast Polar Structure
GS	Giant Stream
TDG	Tidal Dwarf Galaxy
GL	Groupe Local
dIrr	dwarf Irregular
dE	dwarf Elliptical
dSph	dwarf Spheroidal
cE	compact Elliptical
UFD	Ultra-Faint Dwarf
BCD	Blue Compact Dwarf
M/L	Rapport Masse-luminosité
MS	Magellanic Stream
RPS	Ram Pressure Stripping
SED	Spectral Energy Distribution
TFR	Tully-Fisher Relation
LBG	Lyman Break Galaxies
LIRG	Luminous InfraRed Galaxy
ULIRG	Ultra Luminous InfraRed Galaxy
LCG	Luminous Compact Galaxy
UV	Ultra-Violet
IR	InfraRed
CMD	Color-Magnitude Diagram
IMF	Initial Mass Function
LF	Luminosity Function
PSF	Point Spread Function
S/B	Signal sur Bruit
EW	Equivalent Width
MOND	MODified Newtonian Dynamics
AGB	Asymptotic Giant Branch
RGB	Red Giant Branch
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics
AMR	Adaptative Mesh Refinement

Liste des publications et des demandes

Publications à comité de lecture

1. Hammer F., Yang Y. B., Wang J. L., Puech M., Flores H., **Fouquet S.**, *Does M31 Result from an Ancient Major Merger ?*, 2010, ApJ, 725, 542
2. **Fouquet S.**, Hammer F., Yang Y. B., Puech M., Flores H., *Does the dwarf galaxy system of the Milky Way originate from Andromeda ?*, 2012, MNRAS, 427, 1769

Comptes rendus de conférences

1. **Fouquet S.**, Hammer F., Yang Y. B., Wang J. L., Puech M., Flores H., *Could M31 Come from a Major Merger and eject the LMC away ?*, 2011, IAU Symposium, 277, 255
2. Hammer F., Puech M., Flores H., Athanassoula E., Yang Y. B., Wang J. L., Rodrigues M., **Fouquet S.**, *The formation of large galactic disks : revival or survival ?*, 2011, SF2A-2011 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 135
3. Hammer F., Puech M., Flores H., Yang Y. B., Wang J. L., **Fouquet S.**, *The Milky Way and other spiral galaxies*, 2012, European Physical Journal Web of Conferences, 19, 1004
4. **Fouquet S.**, Hammer F., Yang Y. B., Wang J. L., Puech M., Flores H., *Could M31 be the result of a major merger ?*, 2012, European Physical Journal Web of Conferences, 19, 1007
5. **Fouquet S.**, Hammer F., Yang Y., Puech M., & Flores H., *A possible impact near the Milky Way of a former major merger in the Local Group*, 2012, SF2A-2012 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 333

Demandses de temps de télescope

1. **Fouquet S.**, Hammer F., Flores H., Kroupa P., Pawlowski M., Yang Y. B., Puech M., *A further test of Λ CDM : number and spatial distribution of the NGC 2708 dwarf galaxies*, demande de temps pour l'instrument VIMOS sur le télescope UT3 du VLT pour la période 91A, demande acceptée
2. **Fouquet S.**, Hammer F., Pawlowski M., Yang Y. B., Puech M., *Estimation of the distance and metallicity of a part of the Magellanic Stream*, demande de temps pour l'instrument GIRAFFE sur le télescope UT2 du VLT pour la période 90A, demande refusée
3. **Fouquet S.**, Hammer F., Puech M., Yang Y. B., Wang J. L., *Estimation of the distance and metallicity of a part of the Magellanic Stream*, demande de temps pour l'instrument GIRAFFE sur le télescope UT2 du VLT pour la période 89A, demande refusée

Table des matières

I	Recherche de fusions majeures à $z \sim 0,6$ dans le relevé IMAGES	29
1	Les relevés en astronomie	31
1.1	Le modèle hiérarchique	32
1.1.1	De la découverte des premières galaxies au concept d'univers-îles	32
1.1.2	Le Big Bang	33
1.1.3	Du Big Bang à nos jours - le modèle de structuration de l'univers	35
1.2	Simulations Cosmologiques	36
1.2.1	GIF	37
1.2.2	Millennium I et II	37
1.2.3	DEUSS	37
1.3	Les relevés observationnels	39
1.3.1	Les relevés de l'univers proche	39
1.3.2	Les relevés photométriques de l'univers lointain	41
1.3.3	Les relevés spectroscopiques de l'univers lointain	44
1.3.4	Les relevés pan-chromatiques de l'univers lointain	45
1.3.5	Les relevés 3D de l'univers lointain	46
1.4	IMAGES	51
1.4.1	IMAGES, un relevé 3D pan-chromatique de l'univers intermédiaire	51
1.4.2	Sélection des 63 galaxies d'IMAGES	52
1.4.3	Sélection et propriétés des nouvelles galaxies d'IMAGES	53
2	Etude morphologique de 12 galaxies dans IMAGES	55
2.1	Le choix des données pour une classification morphologique	56
2.1.1	La bande spectrale	56
2.1.2	La profondeur	57
2.1.3	La résolution	58

2.2	Les classifications morphologiques	59
2.2.1	Les classifications qualitatives	59
2.2.2	Les classifications paramétriques	60
2.2.3	La séquence de Hubble dans l'univers proche	63
2.2.4	Les classifications non-paramétriques	66
2.2.5	Les classifications avec une information couleur	70
2.2.6	La morphologie des galaxies à grand redshift	71
2.3	La classification morphologique utilisée sur l'échantillon de galaxies	73
2.3.1	Les données observationnelles pour la classification	73
2.3.2	Les critères de la classification	74
2.3.3	Les différents types de galaxies	77
2.3.4	L'arbre de décision de la classification	78
2.4	Résultats	79
2.4.1	Classification morphologique de l'échantillon	79
2.4.2	Comparaison avec le diagramme de Hubble à $z = 0.6$	83
2.4.3	Critiques et conséquences de la classification morphologique	85
3	Etude cinématique de 12 galaxies dans IMAGES	89
3.1	Les deux modèles de cinématique dans l'univers proche	90
3.1.1	La cinématique des galaxies elliptiques	90
3.1.2	La cinématique des galaxies spirales	90
3.2	Techniques de mesure de la cinématique interne d'une galaxie	93
3.2.1	Fente Longue	93
3.2.2	Champs de vitesse dans l'univers proche	94
3.2.3	A grand redshift : la spectrographie à intégrale de champ	95
3.2.4	Le spectrographe FLAMES/GIRAFFE	96
3.3	Création des champs de vitesse et de dispersion avec les données GIRAFFE	98
3.3.1	Traitement des spectres	98
3.3.2	Cartes de vitesse, de dispersion et de S/B	100
3.4	Classification cinématique	101
3.4.1	Modélisation de champs de vitesse en rotation	101
3.4.2	Les classes cinématiques	103
3.4.3	Comparaison avec d'autres études de classification cinématique	105
3.5	Résultat	107

3.5.1	Classification cinématique de l'échantillon	107
3.5.2	Comparaison des classifications morphologiques et cinématiques	110
3.5.3	Comparaison avec les autres relevés 3D	112
II	Impact des fusions majeures sur la séquence de Hubble	115
4	Scénario de reconstruction des galaxies spirales après des fusions majeures	117
4.1	Scénario d'évolution des galaxies spirales	118
4.1.1	Scénario d'évolution séculaire	118
4.1.2	Evolution par accréation de gaz froid	118
4.1.3	Formation de galaxies spirales par fusions majeures	120
4.2	Scénario de reconstruction d'un disque après une fusion majeure	121
4.2.1	Evolution des propriétés des galaxies depuis huit milliards d'années	121
4.2.2	Modèle de reconstruction des galaxies spirales	124
4.3	Test du scénario de reconstruction des galaxies spirales par fusions majeures	124
4.3.1	Simulations détaillées de quelques galaxies à redshifts intermédiaires	124
4.3.2	Simulations pour un large échantillon de galaxies à redshifts intermédiaires	127
4.3.3	Simulation d'une galaxie de l'univers proche comme le résidu d'une fusion majeure	127
5	Reconstruction de la galaxie d'Andromède après une fusion majeure	129
5.1	Propriétés globales de M31	130
5.1.1	La masse de M31	130
5.1.2	La vitesse 3D de M31	131
5.2	Le bulbe classique	132
5.3	Le disque mince de M31	133
5.3.1	Le disque stellaire	133
5.3.2	Le disque HI	135
5.4	Le disque épais de M31	137
5.5	Le halo stellaire	138
5.6	Les courants stellaires	139
5.6.1	Découvertes des courants stellaires	139
5.6.2	Un courant particulier - Le Giant Stream	142
5.7	Modélisation de M31 par une fusion majeure	143

5.7.1	Résumé de l'article	143
5.7.2	Commentaire sur l'article	159
III	Impact des fusions majeures sur l'environnement des galaxies	161
6	Un nouveau monde : les galaxies naines de marée	163
6.1	Formation des queues de marée	164
6.2	Observations des galaxies naines de marée	166
6.3	Formation et évolution des TDG	168
6.4	La matière noire dans les TDG	170
6.5	La proportion actuelle des TDG	171
7	Les galaxies naines dans le Groupe Local	173
7.1	Les galaxies irrégulières du GL	175
7.2	Caractéristique du Grand Nuage de Magellan	176
7.2.1	La masse baryonique du LMC	176
7.2.2	Mouvement propre du LMC - lié ou libre ?	176
7.2.3	Le courant Magellanique	177
7.3	Les galaxies naines elliptiques et sphéroïdales	177
7.4	Les galaxies naines de luminosité ultra-faible	181
7.5	Distribution spatiale et cinématique des satellites autour de la Voie lactée	182
7.6	Effets d'une galaxie hôte sur son satellite	185
7.6.1	La force de friction dynamique	186
7.6.2	Les effets de marée	187
7.6.3	Le ram pressure stripping	188
7.6.4	La relation morphologie-densité, le cas particuliers de la Voie Lactée et des MC	188
7.7	Les galaxies naines dans le modèle standard Λ CDM	189
7.7.1	Les simulations cosmologiques à petite échelle	189
7.7.2	Le nombre de galaxies naines autour de galaxies hôtes	191
7.7.3	Distribution spatiale des galaxies satellites	193
7.8	Un nouveau scénario pour la formation des galaxies naines de la Voie Lactée	194
7.8.1	Résumé de l'article	194

7.9	Les satellites de la Voie Lactée : d'anciennes TDG ou d'anciennes galaxies primordiales ?	214
IV	Conclusion & Perspectives	217
8	Conclusions & Perspectives	219
8.1	Description des galaxies à redshift $z \sim 0.7$	219
8.2	Scénario de reconstruction des disques spirals	221
8.3	Formation du Groupe Local	221
8.4	Importance des galaxies naines de marée	223
8.4.1	La formation des TDG dans des fusions majeures riches en gaz	223
8.4.2	Etudes d'autres systèmes de galaxies naines	224
8.5	Développement d'une représentation 3D de l'univers proche	225
	Bibliographie	226

Table des figures

1.1	Les 110 objets du catalogue Messier	33
1.2	Image du CMB prise par la satellite WMAP	34
1.3	Schéma de la structuration de l'univers	35
1.4	Zoom sur le snapshot de Millennium I à $z = 0$	38
1.5	Zone du ciel couverte par le SDSS DR9	41
1.6	Comparaison d'images de galaxies des relevés CANDELS et UDF	42
1.7	Champs du CDFS et de GEMS	43
1.8	Champs couverts par le CFHTLS	44
1.9	Champs GOODS : HDF et CDFS	47
1.10	Champs de vitesse de galaxies de SINS	50
1.11	Champs de vitesse dans IMAGES	51
1.12	Fonction de luminosité an bande J pour IMAGES	52
1.13	Graphique des propriétés principales des 29 galaxies de l'échantillon	53
2.1	La contribution en luminosité des populations stellaires	57
2.2	K-correction morphologique	58
2.3	Exemple d'images à différentes résolutions	59
2.4	Exemples d'ajustements de profils de luminosité	61
2.5	Exemple d'utilisation de GALFIT	63
2.6	La séquence de Hubble	64
2.7	Morphologie de la galaxie NGC 6753	65
2.8	La classification CAS	67
2.9	Le classification G- M_{20}	69
2.10	Comparaison entre classification paramétrique et non-paramétrique	70
2.11	Images dans les quatre bandes d'une galaxie avec la caméra HST/ACS	74
2.12	Exemple de calcul du rayon contenant la moitié de la lumière	75

2.13	Exemple d'une carte couleur de l'échantillon	76
2.14	Exemple d'ajustement du profil de luminosité d'une galaxie de l'échantillon	77
2.15	Exemple de profil 1D de galaxies de l'échantillon de galaxies	78
2.16	Arbre de décision, algorithme pour la classification morphologique	79
2.17	Cartes couleurs, images en bande z et profils 1D de six galaxies de l'échantillon	81
2.18	Cartes couleurs, images en bande z et profils 1D de six galaxies de l'échantillon	82
2.19	Cartes couleurs, images en bande z et profils 1D de six galaxies de l'échantillon	84
2.20	Comparaison des séquences de Hubble pour l'univers Local et pour l'univers à redshift intermédiaire	86
3.1	Courbes de rotation de NGC 6925	91
3.2	Relation de Tully-Fisher stellaire et baryonique	92
3.3	Spectroscopie à fente longue	93
3.4	Exemple d'un champ de vitesse d'une galaxie avec la technologie Fabry-Pérot	94
3.5	Principe de l'intégrale de champ	95
3.6	Images de FLAMES/GIRAFFE	97
3.7	Image de l'IFU de GIRAFFE	98
3.8	Exemple d'ajustement de la raie OII	99
3.9	Résultat de l'ajustement des 20 pixels d'un IFU	100
3.10	Exemple de cartes de flux, de S/B, de vitesse et de dispersion	101
3.11	Modèles de champ de vitesse	102
3.12	Comparaison entre un modèle cinématique et les observations	103
3.13	Graphique des Δr - ϵ des 12 galaxies de l'échantillon de galaxies	104
3.14	Exemples de champs de vitesse	105
3.15	Exemples de cinémétrie pour des galaxies de SINS	107
3.16	Diagramme de classification pour le projet MASSIV	108
3.17	Champs de vitesse, de dispersion et cartes S/B des 6 premières galaxies de l'échantillon	109
3.18	Champs de vitesse, de dispersion et cartes S/B des 6 dernières galaxies de l'échantillon	111
4.1	Exemple de gaz froid accrété	120
4.2	Schéma de fusions majeures riches en gaz	122
4.3	Schéma du scénario de reconstruction des disques	125
4.4	Reproduction d'une galaxie à redshift intermédiaire par fusion majeure	126

4.5	Simulation d'une fusion majeure reproduisant les propriétés de NGC 5907	128
5.1	Mouvement propre de M31	131
5.2	Profil de luminosité de M31 de la bande U à l'IR	134
5.3	Champs de vitesse et courbe de rotation du gaz HI de M31	136
5.4	Exemple d'un disque épais pour la galaxie NGC 4013	138
5.5	Image du halo de M31	140
5.6	Exemples de courants stellaires dans des galaxies proches	141
5.7	Cinématique du Giant Stream	142
6.1	Exemples de galaxies particulières dans l'univers proche	164
6.2	Modélisation de la galaxie des Antennes	165
6.3	Superposition de la distribution HI sur l'image en bande V de Arp 245	166
6.4	Exemples de possibles TDG dans des galaxies particulières	167
6.5	Exemple de création de galaxies naines de marée via une simulation	169
7.1	Image du MS	178
7.2	Graphiques des dispersions de vitesse pour sept galaxies dSph	180
7.3	Vitesse de libération des galaxies naines classiques de la Voie Lactée	181
7.4	Représentation du VPOS	184
7.5	Moments angulaires des galaxies naines classiques du Groupe Local	185
7.6	Effet d'une galaxie hôte sur un satellite	190
7.7	Image de la simulation Via Lactea à $z = 0$	191
8.1	Images dans les bandes z et J de galaxies étudiées dans cette thèse	220
8.2	Carte aitoff des directions de moments angulaires de toutes les galaxies naines classiques	223
8.3	Galaxies naines observables autour de la galaxie hôte NGC 2708	225
8.4	Exemple d'une vue depuis le logiciel représentant le GL en 3D	226

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques de quelques simulations cosmologiques	39
1.2	Propriétés des 12 et 17 galaxies de l'échantillon	54
2.1	Lien entre B/T et le type morphologique	63
2.2	Propriétés morphologiques des galaxies de l'échantillon	83
2.3	Résultats statistiques des fractions des types morphologiques	85
3.1	Type cinématique des galaxies de l'échantillon	112
3.2	Résultats statistiques de la cinématique des galaxies d'IMAGES	112
4.1	Comparaison morphologique entre des galaxies à redshifts intermédiaires et des galaxies de l'univers proche	123
7.1	Liste des galaxies naines irrégulières et en transition du Groupe Local	175
7.2	Liste des galaxies naines elliptiques et sphéroïdales	179
7.3	Liste des galaxies naines ultra-faibles	182
7.4	Caractéristiques des simulations du projet Aquarius	192
7.5	Comparaisons des modèles de formation des galaxies naines classiques	216

Première partie

Recherche de fusions majeures à $z \sim 0,6$ dans le relevé IMAGES

Chapitre 1

Les relevés en astronomie

Sommaire

1.1	Le modèle hiérarchique	32
1.1.1	De la découverte des premières galaxies au concept d'univers-îles	32
1.1.2	Le Big Bang	33
1.1.3	Du Big Bang à nos jours - le modèle de structuration de l'univers	35
1.2	Simulations Cosmologiques	36
1.2.1	GIF	37
1.2.2	Millennium I et II	37
1.2.3	DEUSS	37
1.3	Les relevés observationnels	39
1.3.1	Les relevés de l'univers proche	39
1.3.2	Les relevés photométriques de l'univers lointain	41
1.3.3	Les relevés spectroscopiques de l'univers lointain	44
1.3.4	Les relevés pan-chromatiques de l'univers lointain	45
1.3.5	Les relevés 3D de l'univers lointain	46
1.4	IMAGES	51
1.4.1	IMAGES, un relevé 3D pan-chromatique de l'univers intermédiaire	51
1.4.2	Sélection des 63 galaxies d'IMAGES	52
1.4.3	Sélection et propriétés des nouvelles galaxies d'IMAGES	53

Auparavant, les observations portaient sur des galaxies une à une indépendamment, mais depuis une vingtaine d'années, de plus en plus de projets observationnels sont des relevés systématiques, c-à-d des observations systématiques d'une partie du ciel ayant les mêmes propriétés observationnelles : temps de pose, caméra, filtre, etc. L'avantage d'un relevé est double : il permet de créer un observatoire virtuel accessible à tous, et de déduire des résultats statistiques sur les galaxies observées comme par exemple le nombre de galaxies par Mpc^3 , la fraction des types morphologiques des galaxies, le taux moyen de formation stellaire, etc. Les relevés permettent aussi de tester la validité des simulations cosmologiques en comparant les propriétés statistiques des galaxies observées à celles des galaxies simulées. Bien que, durant mon doctorat, je n'ai travaillé que sur des données provenant du relevé IMAGES, j'ai dû me familiariser ou alors utiliser plusieurs autres relevés observationnels et numériques. Ce mode d'observation est devenu si courant et si diversifié qu'il est rare de ne pas l'utiliser.

Avant de décrire les relevés observationnels, j'expose le modèle standard de formation des galaxies puis je détaille quelques simulations cosmologiques qui servent à le matérialiser numériquement. Je passe ensuite en revue les relevés observationnels de premier plan de l'univers proche et lointain. Enfin, la classe des relevés avec champs de vitesse de l'univers lointain est introduite. Les données sur lesquelles j'ai travaillé, les données du projet IMAGES, en font partie.

1.1 Le modèle hiérarchique

Depuis plus de douze ans, un modèle de formation de l'univers a pris le pas sur tous les autres : le modèle hiérarchique Λ CDM (Λ Cold dark matter). Instauré en grande partie par le travail de [White et Rees \(1978\)](#) pour l'aspect d'évolution hiérarchique, il a ensuite été complété par la découverte de la matière noire et de la constante cosmologique Λ . Il explique la formation et l'évolution des galaxies depuis le début de l'univers jusqu'à nos jours en se basant sur quatre idées : la théorie du Big Bang, l'expansion de l'univers, la prédominance de la matière noire et l'importance du mécanisme de fusion dans l'évolution des galaxies.

1.1.1 De la découverte des premières galaxies au concept d'univers-îles

Par une nuit dégagée, deux nébuleuses sont visibles à l'oeil nu dans le ciel de l'hémisphère sud, le Grand et le Petit Nuage de Magellan (SMC et LMC pour Small et Large Magellanic Cloud), tandis que dans l'hémisphère nord, une petite tache proche de l'étoile ν Andromeda se distingue, la célèbre galaxie M31 ou galaxie d'Andromède. Ces trois nébuleuses plus la Voie Lactée ont longtemps été les seules galaxies observées et observables. Il a fallu attendre les progrès de l'optique avec l'invention de la lunette astronomique par Galilée et du télescope par Newton pour pouvoir étudier les nombreuses autres galaxies.

Le premier à avoir recensé et catalogué des galaxies a été Charles Messier au XVIII^e siècle. A la recherche de comètes, il a voulu écarter les nébuleuses sans mouvement apparent qui pouvaient prêter à confusion. Il a alors recensé, aidé de Pierre Méchain, une centaine de nébuleuses lors d'un des premiers relevés systématiques du ciel de l'hémisphère Nord. Une partie de ces nébuleuses se trouve être des galaxies ; le reste est partagé entre des amas globulaires, des amas ouverts et des nuages interstellaires. Il a enregistré la position de chaque nébuleuse et les a numérotées avec la lettre M suivie d'un numéro de 1 à 110 dans le catalogue Messier (voir figure 1.1). Le XIX^e siècle n'a fait qu'amplifier ce recensement de nébuleuses. John Dreyer, par la publication du New General Catalogue (NGC), a fait le bilan des nébuleuses découvertes jusqu'en 1888. Il en a recensées près de 7800. William Herschel et son fils John ont eu un rôle capital dans cette recherche scientifique car ils ont construit des télescopes de 30 et 40 cm, les plus grands pour l'époque, afin de rechercher et d'observer ces nébuleuses. Entrant dans le XX^e siècle, les astronomes connaissaient la position de plus de 10 000 nébuleuses, en grande partie des galaxies, répertoriées dans l'Index Catalogue (IC) compilé par Dreyer et faisant suite au NGC.

En ce début de XX^e siècle, parallèlement aux observations, le célèbre débat théorique sur la nature des nébuleuses a divisé la communauté scientifique. Les uns ont prôné que la Voie Lactée était la seule grande structure de l'univers, les nébuleuses n'étaient alors que ces satellites ; les autres ont proposé que l'univers était bien plus grand composé de nombreuses galaxies dont la Voie Lactée n'était qu'un exemple. Afin de trancher ce débat, la distance des nébuleuses devait

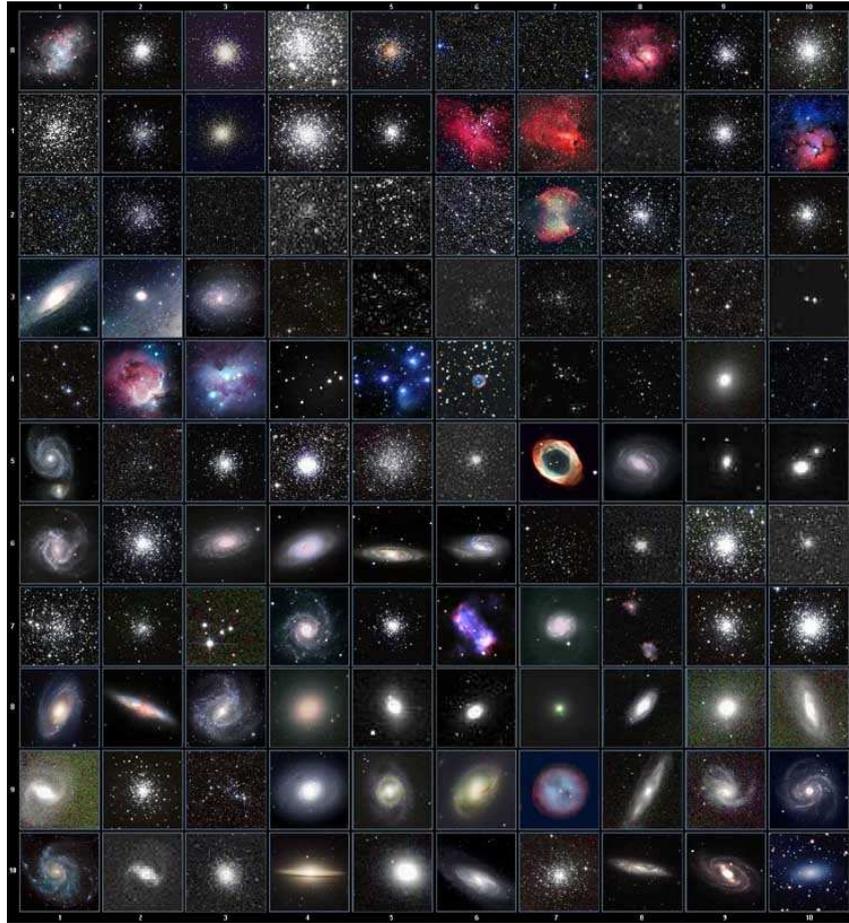


FIGURE 1.1 – Les 110 objets du catalogue Messier observés par des instruments récents. Parmi eux plusieurs galaxies, des amas globulaires, des amas ouverts et des nuages interstellaires.

être déterminée. Edwin Hubble a estimé le premier la distance de quelques nébuleuses en utilisant les travaux de Lewitt sur les Céphéides ; ces dernières sont des étoiles variables dont la variabilité lumineuse est liée à la luminosité intrinsèque, ce qui en fait des chandelles standards permettant d'en déduire leur distance. La distance de M31 a ainsi été estimée à près de 275 kpc (Hubble, 1929b). La Voie Lactée n'ayant qu'une dimension de l'ordre de 10 kpc, cela a démontré que les galaxies sont des ensembles d'étoiles indépendants de la Voie Lactée, voguant dans l'univers telles des « univers-îles » pour reprendre la célèbre formule d'Emmanuel Kant.

1.1.2 Le Big Bang

En plus de la vérification du concept d'univers-île, Hubble a marqué l'astronomie une seconde fois en découvrant que les galaxies dans leur immense majorité s'éloignent de la Voie Lactée proportionnellement à leur distance à cette dernière Hubble (1929a). Ce phénomène physique est dû à l'expansion de l'univers et ne peut s'expliquer que dans le cadre de la relativité générale où l'espace-temps n'est plus fixe mais malléable, dépendant du contenu énergétique de l'univers, quantifié par une série de grandeurs. Les plus importantes sont listées ci-après :

- $\Omega_M = 0.28$, la densité de la matière dans l'univers ;
- $\Omega_\Lambda = 0.73$, la densité d'énergie sombre dans l'univers ;

- $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, la constante de Hubble ;
- $n_s = 0.96$, l'indice spectral scalaire ;
- $\sigma_8 = 0.812$, la fluctuation d'amplitude dans $8 \text{ h}^{-1}.\text{Mpc}$.

Ces données proviennent de [Komatsu et al. \(2009\)](#).

Un univers en expansion implique un univers plus compact dans le passé. Une expansion constante conduit à un univers de densité quasi-infinie dans le passé qui serait le début de l'univers : le Big Bang. A cette période, la matière devait être dans un état de plasma avec une forte interaction lumière-matière.

En 1965, Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson ont découvert de manière fortuite une source de rayonnement à la température de 2.7 K provenant de toutes les directions : le fond diffus cosmologique, CMB pour Cosmological Microwave Background ([Penzias et Wilson, 1965](#)). Cette découverte s'explique dans le cadre de la théorie du Big Bang par l'image de l'univers jeune et chaud. En effet, le plasma initial s'est refroidi avec l'expansion de l'univers et la matière s'est recombinaison pour devenir transparente à la lumière à $z = 1100$, 300 000 ans après le Big Bang. Cette époque de l'univers est nommée l'époque de recombinaison. Le CMB est la lumière émise à ce redshift par le plasma qui a été ensuite décalée vers les ondes millimétriques par l'expansion de l'univers (voir [Hu et Dodelson, 2002](#), pour une revue sur les anisotropies du CMB). Trois sondes spatiales ont cartographié le CMB : la première a été COBE (Cosmic Background Explorer [Bennett et al., 1996](#)), suivie de WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, [Spergel et al., 2003](#), voir figure 1.2) et enfin Planck qui a terminé sa mission en 2011 ([Tauber et al., 2010](#)).

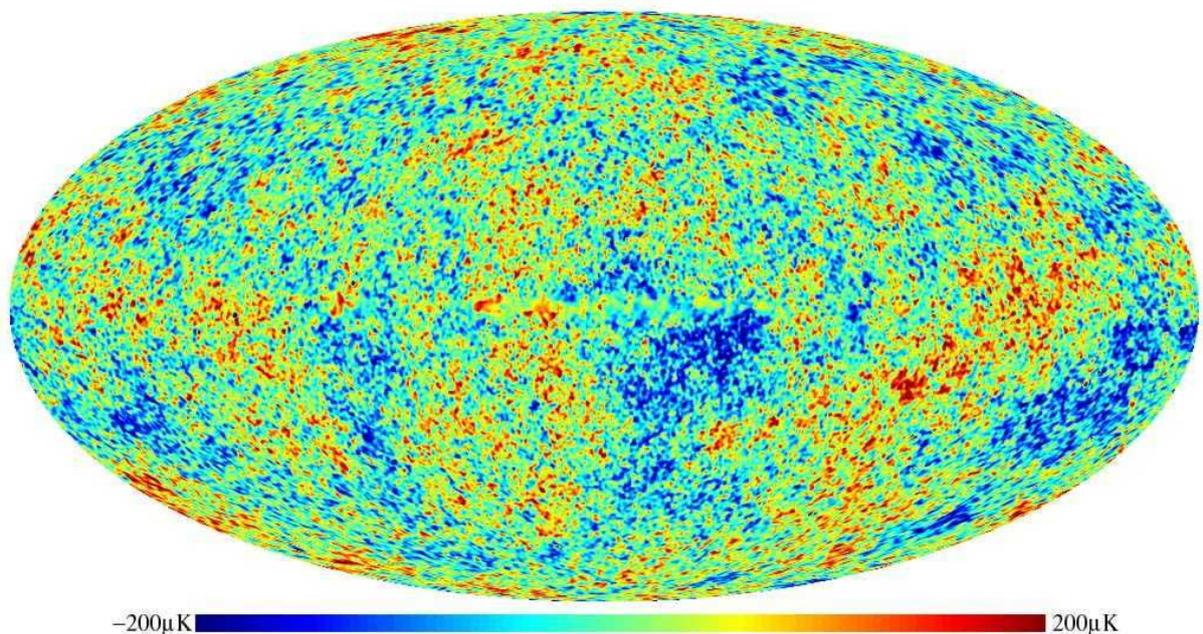


FIGURE 1.2 – Image du CMB prise par le satellite WMAP. Vision à 360° de l'univers primordial, âgé de 300 000 ans. La couleur indique la différence de température avec la température moyenne, 2.7 K. Le gradient de température est très faible de l'ordre de $400 \mu\text{K}$. Les zones rouges préfigurent des amas de galaxies et les zones bleues des vides cosmiques.

1.1.3 Du Big Bang à nos jours - le modèle de structuration de l'univers

Contrairement à l'univers avant l'époque de recombinaison, l'univers actuel est fortement inhomogène avec comme élément de base les galaxies. Comment la matière s'est-elle structurée en galaxies et amas de galaxies ? Quelle structure est apparue en premier, étoile, amas stellaire, galaxie naine ou galaxie géante ? Quels sont les mécanismes responsables de l'émergence des classes morphologiques ? A quelle vitesse le gaz s'est-il transformé en étoiles ? Comment le gaz s'est-il accru dans les galaxies ? Ces questions sont toujours d'actualité et concernent l'évolution de l'univers du redshift 1 100 à nos jours. Cependant, un modèle a pris une place importante pour expliquer cette évolution, le modèle hiérarchique Λ CDM. Il mélange deux idées dans le cadre du Big Bang, la fusion de galaxies qui accroît la taille et la masse des halos de matière noire, et la prépondérance de la matière noire sur la matière baryonique, la première représentant plus de 80% de la masse totale. D'après ce modèle, avant la recombinaison à $z > 1\,100$, des halos de matière noire sont déjà formés, n'étant sujet qu'à la force de gravité et non à la pression ou à d'autres phénomènes physiques pouvant contrebalancer l'effondrement gravitationnel. Après la recombinaison, la matière baryonique tombe dans les halos de matière noire, ne faisant que renforcer les instabilités gravitationnelles (White et Rees, 1978). Dans ce modèle, la matière baryonique n'a qu'un effet de second ordre ; elle suit la matière noire présente en plus grande quantité.

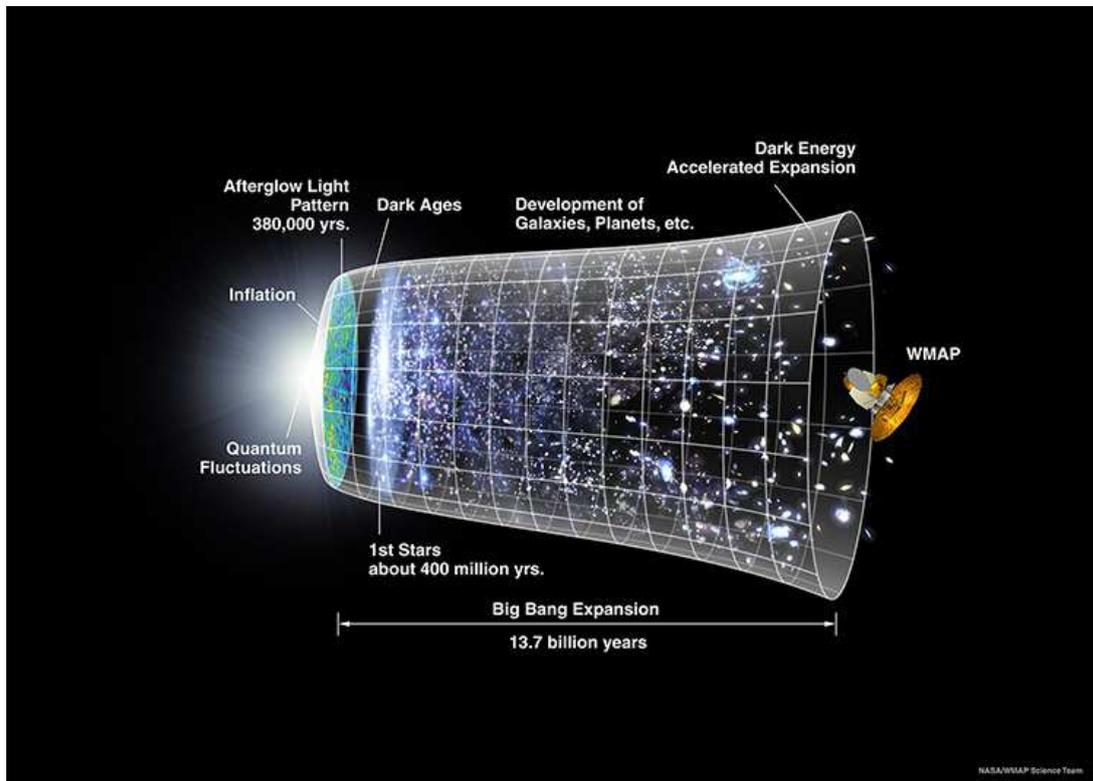


FIGURE 1.3 – Schéma de la structuration de l'univers. De la gauche vers la droite : émission du CMB à l'époque de recombinaison ($z \sim 1\,100$), époque sombre, époque de réionisation ($z \sim 7-20$), structuration de l'univers.

1.2 Simulations Cosmologiques

Les simulations cosmologiques classiques¹ ont pour objectif de reproduire l'évolution de la matière noire dans l'univers. Elles débutent généralement à un redshift de plus de 100 lorsque la matière noire n'a encore que de faibles inhomogénéités. Une fois les conditions initiales mises en place, la simulation décrit l'évolution de la matière noire jusqu'à $z = 0$ en prenant en compte les forces de gravitation et l'expansion de l'univers. Le résultat de ces simulations est une série de "snapshots" (d'images instantanées) prises au cours de la simulation, enregistrant la position et la vitesse de chaque particule. A la suite d'une simulation cosmologique, un travail de traitement des données reste à faire pour mesurer les propriétés de cet univers simulé : détection des halos de matière noire, distribution spatiale de la masse, taux de fusions majeures et mineures entre les halos, statistique sur la taille des halos, statistique sur le spin des halos, etc. La simulation cosmologique est le seul outil capable de produire des résultats quantitatifs, déduits du modèle hiérarchique Λ CDM, qui peuvent être comparés aux observations ou prédire des observations (Bertschinger, 1998).

La grande réussite de ces simulations cosmologiques est la reproduction statistique de la distribution de la matière noire à grande échelle dans l'univers proche ($z < 0.1$) (Springel *et al.*, 2006). La reproduction de l'univers proche sert de test pour valider une simulation cosmologique. L'intérêt des simulations cosmologiques est de prédire la structure de l'univers à différents redshifts et de comprendre les mécanismes d'évolution des galaxies.

Néanmoins, deux caractéristiques très consommatrices en temps de calcul limitent la portée des simulations cosmologiques. La matière baryonique n'est pas simulée car elle requiert la prise en compte de phénomènes physiques complexes, forces de pressions, formation stellaire, refroidissement du gaz, etc. La résolution numérique ne peut être très élevée : simuler un cube de 500 Mpc avec au maximum 10 milliards de particules contraint à une masse par particule de l'ordre de $10^9 M_{\odot}$, grossièrement la masse baryonique du LMC. Cela interdit pour l'instant toute possibilité de recréer en détail l'univers à la fois sur des grandes (> 100 Mpc) et des petites (< 1 Mpc) échelles.

Afin d'avoir un suivi de la matière baryonique dans les simulations cosmologiques, des études ont développé des modèles semi-analytique (SAM, Kauffmann *et al.*, 1999; Cole *et al.*, 2000; De Lucia *et al.*, 2006). A la suite d'une simulation cosmologique, chaque halo de matière noire est peuplé de baryons et l'évolution de leurs propriétés (masse, quantité de gaz, formation stellaire, etc) est calculée analytiquement. Ces modèles se basent sur des lois analytiques supposées vraies pour tous les redshifts, et postulent que la matière baryonique n'a qu'un effet négligeable sur l'évolution de la matière noire. Ces modèles atteignent leurs limites lorsque la matière baryonique est dominante ou pour des phénomènes physiques mal modélisés analytiquement.

Une autre méthode pour accéder aux petites échelles revient à simuler des cubes d'univers plus petit, de quelques Mpc. Les simulations de quelques Mpc sont en pratique une resimulation à plus haute résolution d'un petit volume d'une ancienne simulation cosmologique (Wadsley *et al.*, 2004; Forero-Romero *et al.*, 2011; Crain *et al.*, 2010; Springel *et al.*, 2008). Il est alors possible d'étudier la distribution des galaxies naines.

Dans la suite de cette section, je passe en revue quelques simulations cosmologiques montrant l'évolution de la discipline, résumée par le tableau 1.1. Je traite des simulations cosmologiques à

1. Le chapitre IV présentera des simulations cosmologiques plus récentes faisant intervenir des baryons

petite échelle dans la partie III lorsque je m'intéresse aux galaxies naines et à leur reproduction dans le cadre du modèle standard.

1.2.1 GIF

Bien que maintenant largement dépassé, le projet GIF² (Jenkins *et al.*, 1998) a été le plus important regroupement de simulations cosmologiques de la fin des années 1990. Il utilise le code Hydra avec un algorithme particule-particule particule maille adaptative sur le supercalculateur VIRGO. Il est le père des simulations cosmologiques des années 2000. Il regroupe plusieurs simulations cosmologiques comportant chacune plus de 16 millions de particules et modélise des cubes d'univers d'une taille de l'ordre de 100 Mpc. Une de ses particularités par rapport aux simulations plus récentes est d'avoir fait largement varier les constantes cosmologiques qui à l'époque n'étaient pas fortement contraintes, modélisant ainsi des univers Λ CDM ($\Lambda = 0.7$, $\Omega = 0.3$), Standard CDM ($\Lambda = 0$, $\Omega = 1$) ou encore open CDM ($\Lambda = 0$, $\Omega = 0.3$).

1.2.2 Millennium I et II

La simulation cosmologique la plus emblématique à ce jour a été lancée en 2005 au Max Planck Institute. Elle se nomme Millennium³ (Lemson et Virgo Consortium, 2006) et simule plus de 10 milliards de particules couvrant un volume cubique de 500 Mpc de côté (Springel *et al.*, 2005b). Ses données de sortie sont 63 snapshots répartis de $z = 127$ à $z = 0$ représentant plusieurs téraoctets de données (voir figure 1.4). La masse de chaque particule est de $8.6 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$. Le code utilisé est GADGET développé par Volger Springel (Springel, 2005).

Une seconde version a été lancée, Millennium II⁴ (Boylan-Kolchin *et al.*, 2009), dans le but de mieux contraindre les moyennes échelles. La taille du cube est de 125 Mpc pour cette simulation et la masse des particules est descendue à $6.9 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$.

1.2.3 DEUSS

Une des plus récentes simulations cosmologiques reproduit l'univers visible en entier. Elle fait partie d'un ensemble de simulations cosmologiques regroupées sous le nom de « Dark Energy Universe Simulation Series » (DEUSS⁵). Cette série de simulations faites en France se base sur un code de maille adaptative, RAMSES (Teyssier, 2002), et joue aussi bien sur la taille du cube d'univers allant de $162 h^{-1}$ Mpc (134 millions de particules) à $21h^{-1}$ Gpc (549 milliards de particules) que sur le modèle cosmologique, reproduisant ainsi des univers Λ CDM, R Λ CDM ou SUCDM. La simulation reproduisant tout l'univers (DEUS FUR - Full Universe Run) a demandé 5 millions d'heures de calcul sur 76032 coeurs de processeur. Les données finales représentent plus de 350 To suite à une compression de 3 Po de données initiales.

2. <http://www.mpa-garching.mpg.de/GIF/>

3. <http://www.mpa-garching.mpg.de/millennium/>

4. <http://www.mpa-garching.mpg.de/galform/millennium-II/>

5. <http://www.deus-consortium.org/>

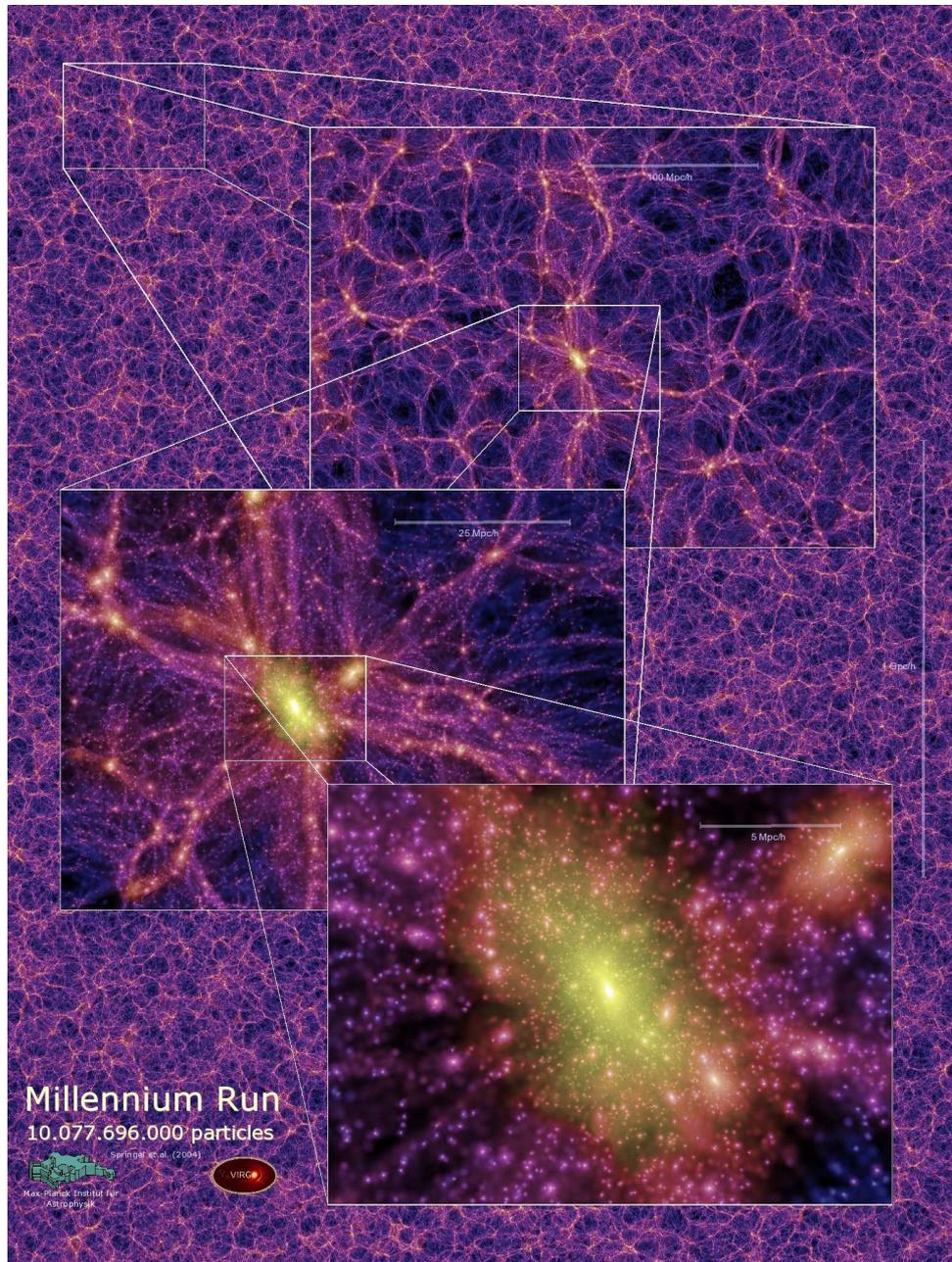


FIGURE 1.4 – Zoom sur le snapshot à redshift 0 de la simulation Millennium I. Trois zooms successifs font passer le snapshot d'une échelle de l'ordre du Gpc/h à 5 Mpc/h, dévoilant un halo géant très dense représenté en jaune accréant de la matière noire, schématisée en violet, via des filaments.

TABLE 1.1 – *Caractéristiques de quelques simulations cosmologiques. De gauche à droite : le nom du projet, la taille du cube simulé en Mpc/h, le nombre de particules, la masse de chaque particule en M_{\odot}/h , le modèle cosmologique utilisé.*

Nom	Taille	Nombre	Masse	Modèle d'univers
GIF	240	$256^3 \sim 16 \times 10^6$	22.7×10^{10}	SCDM, Λ CDM, openCDM, τ CDM
GIF	84	256^3	1.0×10^{10}	Standard CDM, τ CDM
GIF	141	256^3	1.4×10^{10}	Standard CDM, τ CDM
GIF	479	$512^3 \sim 134 \times 10^6$	6.8×10^{10}	Λ CDM
GIF	320	512^3	6.8×10^{10}	τ CDM
Millennium	500	10^{10}	8.6×10^8	Λ CDM
Millennium	125	10^{10}	6.9×10^6	Λ CDM
DEUSS	162	512^3	2.0×10^9	Λ CDM, SUCDM, RPCDM
DEUSS	648	$2048^3 \sim 8.5 \times 10^9$	2.0×10^9	Λ CDM, RPCDM
DEUSS	10368	$4096^3 \sim 6.8 \times 10^{10}$	1.0×10^{12}	Λ CDM
DEUS-FUR	21000	$8192^3 \sim 54 \times 10^{10}$	1.2×10^{12}	Λ CDM

1.3 Les relevés observationnels

Bien qu'il existe des exemples d'observations pouvant être qualifiés de relevés dans le passé, la recherche systématique de planètes par les grecs ou la recherche au XIX^e siècle de nébuleuses, le procédé de relevé systématique n'a vraiment pris son essor dans l'astronomie que depuis une vingtaine d'années, débouchant sur la construction de télescopes terrestres ou spatiaux exclusivement destinés à cette tâche.

Les relevés ont pour objectif de résoudre différents cas scientifiques donnant lieu à différents types de relevés : relevés optiques, IR (InfraRouge), UV (UltraViolet), millimétriques, spectroscopiques, relevés profonds sondant l'univers éloigné, relevés restreints à l'univers local, etc.

Dans la suite, plusieurs relevés sont résumés pour montrer le développement de cette discipline. Je débute par les relevés dédiés à l'univers local. Puis, je traite séparément les relevés photométriques et spectroscopiques de l'univers lointain. Ensuite, je décris les relevés pan-chromatiques de l'univers distant. J'ai utilisé durant mon doctorat des données du relevé pan-chromatique GOODS. Enfin, je termine ce panorama par les relevés 3D qui en plus de données photométriques et spectroscopiques ajoutent des champs de vitesse. Le relevé IMAGES (Intermediate MAss Galaxies Evolution Sequence) sur lequel j'ai travaillé en est un exemple.

1.3.1 Les relevés de l'univers proche

Les relevés de l'univers proche s'attachent à décrire l'univers jusqu'à des redshifts ~ 0.1 . Pour cela, il leur suffit d'une profondeur assez faible ; dans le cas du SDSS, les magnitudes apparentes ne dépassent pas ~ 21 pour la photométrie et ~ 17 pour la spectroscopie. En revanche, une grande couverture du ciel est requise, pouvant aller jusqu'à la totalité du ciel pour les missions spatiales, afin de recenser assez de galaxies pour les études statistiques.

DSS

Le relevé le plus ancien est le Digital Sky Survey (DSS⁶), rendu public en 1994. A la différence de ses successeurs, il n'a pas bénéficié de caméras CCD mais de plaques photographiques. Cependant, toutes ses données sont maintenant numérisées et librement accessibles via internet. Ce relevé couvre 98% du ciel en bande rouge, 45% en bande bleu et 27% dans l'IR. Les télescopes utilisés ont été celui de l'observatoire de Palomar pour l'hémisphère nord et le télescope Schmidt anglais de l'observatoire Anglo-Australien pour l'hémisphère sud. Malgré son ancienneté, sa faible profondeur (19 en bande R) et son utilisation de la photographie, il reste le relevé le plus étendu dans le visible.

2MASS

Le relevé Two-Micron All Sky Survey (2MASS⁷ [Skrutskie et al., 2006](#)) est le premier relevé de l'univers proche dans le proche IR. Il couvre tout le ciel utilisant pour cela deux télescopes automatiques de 1.3 m, un au Mt Hopkins en Arizona pour l'hémisphère nord et un au Chili à l'observatoire Cerro Tololo Inter American (CTIO) pour l'hémisphère sud. L'objectif de ce relevé est une couverture du ciel autour de $2 \mu\text{m}$: J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$), et K_s ($2.17 \mu\text{m}$). Ce relevé atteint pour des S/B (rapport signal sur bruit) de 10 des sources ponctuelles de magnitudes 15. Il a une résolution de 2.0 arcsec.

2dF-6dF

En plus des relevés photométriques, des relevés spectroscopiques sont conçus afin de déterminer le redshift des galaxies. Un des premiers relevés spectroscopiques est le 2dFGRS (Two degrees Field Galaxy Redshift Survey [Colless et al., 2001](#)). Il a mesuré des redshifts jusqu'à une valeur de 0.2 et compilé plus de 200 000 objets. Pour ce relevé, le télescope de 4 mètres Anglo-Australien a été utilisé avec un spectrographe multi-objets permettant de faire 400 spectres en une seule observation. Son successeur, le "6dF Galaxy Survey" (6DFGS⁸ [Jones et al., 2004](#)) a commencé ses observations en 2001 et a fini six ans plus tard. Il a cartographié presque tout le ciel de l'hémisphère sud et a obtenu plus de 100 000 redshifts de galaxies proches ($z < 0.06$). Son nom provient lui aussi de son champ de vue, ici de 6 degrés carrés, qui permet au spectroscopie multi-objet de faire en une pose plus de 150 spectres.

SDSS

Parmi les relevés de l'univers proche, un relevé se détache nettement des autres en termes d'importance : le Sloan Digital Sky Survey (SDSS⁹ [Abazajian et al., 2003](#)). Ce dernier a débuté au début des années 2000 et connaît en 2012 sa neuvième "data release"¹⁰ (production de données publiques). Il couvre une grande partie du ciel de l'hémisphère Nord (voir figure 1.5) dans cinq bandes spectrales (u, g, r, i, z) jusqu'à des magnitudes de 20-22 en fonction de la bande spectrale. Son principal intérêt est d'être à la fois un relevé photométrique et spectroscopique jusqu'à une

6. <http://archive.eso.org/dss/dss>

7. <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

8. <http://www.aao.gov.au/6dFGS/About/index.html>

9. <http://www.sdss.org/>

10. <http://www.sdss3.org/dr9/>

magnitude apparente en bande r de ~ 17.5 . De nombreuses études ont comparé avec succès les propriétés des simulations cosmologiques avec celles du SDSS (Springel *et al.*, 2005b, 2006). Fort de son succès, le SDSS entreprend des relevés spécifiques tels que BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey) dont le but est d'étudier les oscillations baryoniques.

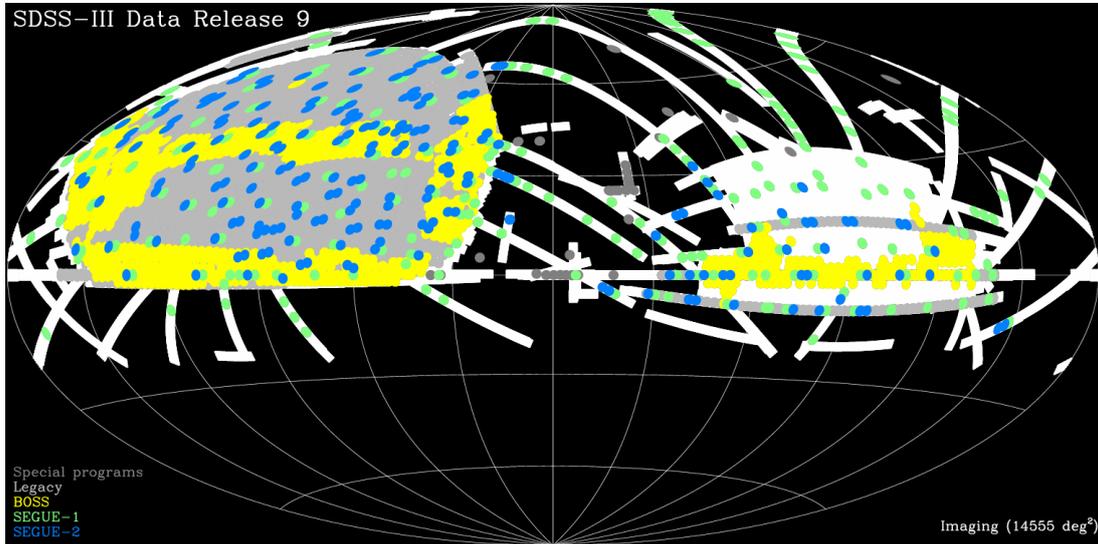


FIGURE 1.5 – Zone couverte par la “data release” 9 du SDSS (SDSS DR9) pour la spectroscopie et l’imagerie en coordonnées équatoriales (le graphique est centré à l’ascension droite 6h). Le relevé photométrique est indiqué par les zones non noires. Les zones grises indiquent la zone du relevé spectroscopique, alors que les points verts et rouges montrent respectivement les zones des relevés SEGUE-1 et SEGUE-2 (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration Yanny *et al.*, 2009). Enfin, les zones jaunes correspondent au relevé BOSS.

1.3.2 Les relevés photométriques de l’univers lointain

Alors que les relevés de l’univers proche permettent d’avoir une image de l’univers à $z = 0$, les relevés de l’univers lointain montrent l’univers à différentes périodes permettant d’observer son évolution.

Les relevés photométriques doivent prendre en compte trois aspects physiques. Le premier est la plus grande magnitude apparente des galaxies éloignées (> 20) impliquant des temps de pose de plusieurs heures voire plusieurs nuits. Le second est le décalage vers le rouge de la lumière des galaxies dû à l’expansion de l’univers. Des relevés dans le rouge et l’IR sont donc indispensables. Dernier aspect, la taille des galaxies diminue avec la distance, requérant une haute résolution (~ 0.1 arcsec) pour résoudre leur morphologie. Tout cela concourt à des relevés couvrant de petites zones (< 1 deg²), très profondément ($\sim 27-30$ mag) avec le télescope spatial Hubble (HST) et une caméra à haute résolution (ACS, WFC3).

HDFN/S - CDFS - UDF

Le plus ancien relevé photométrique de l’univers lointain utilise le HST avec la caméra WFPC2 (Wide Field Planetary Camera 2) couvrant deux régions du ciel, une dans chaque hémisphère, le Hubble Deep Field-North (HDF-N, RA : 12h 36m 49.4s, DEC : 62° 12’ 58”, une

surface de 5.3 arcmin^2) (Williams *et al.*, 1996), et le Hubble Deep Field South (HDF-S, RA : 22h 32m 56.22s, DEC : $-60^\circ 33' 02.69''$, une surface de 5.3 arcmin^2).

Plus tard, un second champ de plus grande surface a été observé dans l'hémisphère sud à travers quatre bandes (B, V, *i*, *z*) : le Chandra Deep Field South (CDFS, RA : 3h 32m 30s, DEC : $-27^\circ 48' 00''$) (Giacconi *et al.*, 2002). Il se limite à une région du ciel a priori dépourvue d'étoiles brillantes et de galaxies proches, et couvre une surface de près de 400 arcmin^2 , 0.11 deg^2 . Par comparaison, le SDSS couvre plus de $30 \times 10^6 \text{ arcmin}^2$. Ce relevé dévoile des galaxies dans l'univers lointain à des redshifts allant jusqu'à 1 et plus. Il est complet pour des magnitudes apparentes de 27-28. Une sous-partie du CDFS (surface $\sim 10 \text{ arcmin}^2$) a été observée plus profondément et toujours par le HST atteignant des magnitudes apparentes de 30 pour les quatre mêmes bandes, le Ultra Deep Field (UDF).

CANDELS

Le relevé CANDELS¹¹ (Faber, 2010) fait suite à ces premiers relevés, mais il utilise la caméra IR WFC3 du HST. Couvrant entre autre près d'un tiers du CDFS, ce relevé détecte des galaxies à des redshifts plus grands que 3 (Finkelstein *et al.*, 2011). Bien qu'ayant approximativement la même profondeur que le relevé du CDFS, CANDELS est plus efficace pour observer les galaxies à des redshifts supérieurs à 1.5 car la majeure partie de leur lumière est décalée dans l'IR qu'observe la caméra WFC3 (voir figure 1.6).

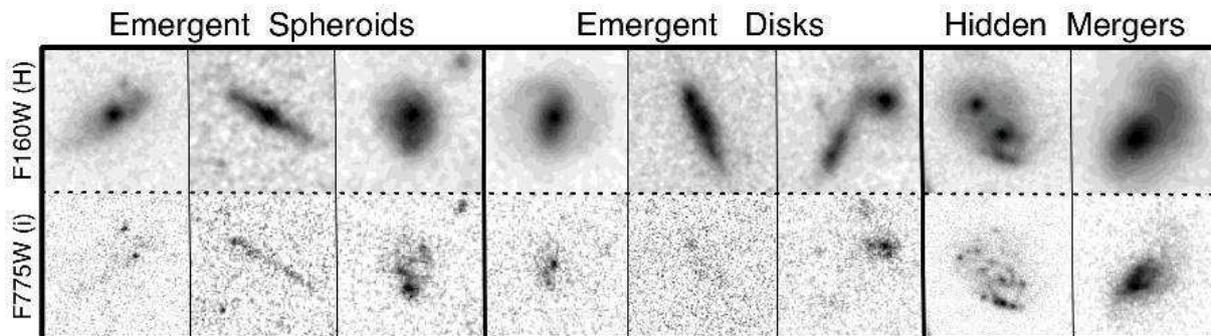


FIGURE 1.6 – Comparaison d'images de galaxies prises avec les observations de CANDELS et du UDF. En haut : Images du relevé CANDELS ayant un temps d'exposition d'une durée de deux orbites du HST dans la bande H (1600 nm). En bas : Images du relevé UDF d'une durée de quatre orbites dans la bande i (775 nm). L'étude en bande H permet une détermination bien plus fiable qu'en band i pour ces galaxies.

COMBO-17

COMBO-17¹² (Classifying Objects by Medium-Band Observations - a spectrophotometric 17-filter survey) est un relevé photométrique qui couvre $\sim 1 \text{ deg}^2$ sur quatre cibles dans l'hémisphère sud dont une encadrant le CDFS. Ce relevé a été rendu possible par l'utilisation de la caméra Wide-Field Imager (WFI) placée sur le télescope de 2.2 m au Chili sur le site de la Silla. L'intérêt de ce relevé vient de l'utilisation de 17 filtres qui permet pour chaque galaxie observée une

11. <http://candels.ucolick.org/index.html>

12. http://www.mpia-hd.mpg.de/COMBO/combo_index.html

estimation de son redshift photométrique. Ses défauts sont l'utilisation d'un télescope au sol rendant l'étude morphologique impossible, et sa profondeur relativement faible, atteignant des magnitudes limites de l'ordre de 23-25 en fonction du filtre.

GEMS

Le relevé GEMS¹³ (Galaxy Evolution From Morphology And SEDs) complète le relevé COMBO-17 en encadrant lui aussi le CDFS mais en utilisant la caméra ACS du télescope Hubble. Cela permet d'avoir une résolution suffisante pour analyser la morphologie des galaxies. GEMS couvre 900 arcmin^2 , 0.25 deg^2 , dans deux bandes V (606 nm) et z (805 nm). GEMS atteint pour une plage de redshift de 0.2 à 1.2 en bande R des magnitudes de 24.

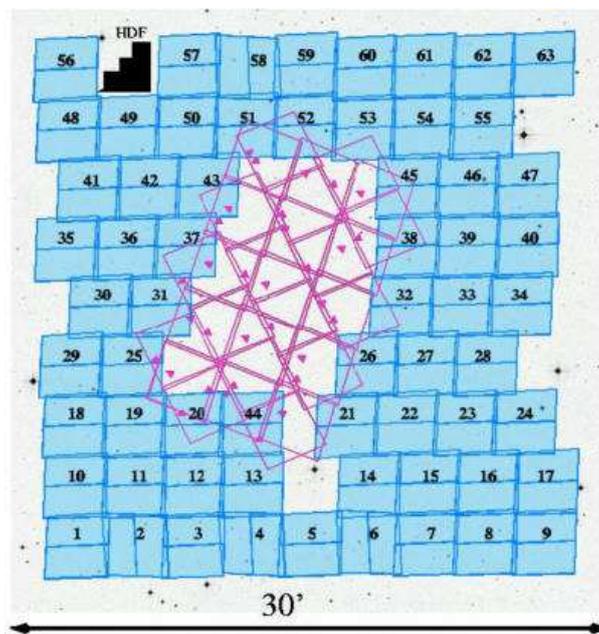


FIGURE 1.7 – Champs du CDFS et de GEMS. La zone au centre est le champ du CDFS représenté par des rectangles rouges qui marquent les prises de vue de la caméra ACS. Les rectangles bleu ciel marquent les prises de vue de la caméra ACS pour le relevé GEMS.

CFHTLS

Le télescope franco-canadien de 4 mètres implanté à Hawaii, le CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope), a été utilisé pour une série de relevés, le CFHT Legacy Survey (CFHTLS¹⁴).

Un des relevés, le relevé Wide, couvre quatre zones (voir figure 1.8) d'une surface de 25 à 72 deg^2 dans cinq bandes (u^* , g' , r' , i' , z') atteignant une complétude pour les magnitudes apparentes $i' = 24.5$. L'objectif de ce relevé est l'étude aux grandes échelles de la structure des galaxies et de la distribution de la masse.

Le relevé Deep couvre aussi quatre champs mais de seulement 1 deg^2 chacun dans les cinq mêmes bandes (u^* , g' , r' , i' , z'). Ce relevé étalé sur cinq ans étudie 500 Supernovae de type Ia

13. <http://www.mpia.de/GEMS/gems.htm>

14. <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>

atteignant des magnitudes $r' = 28$. Cette étude sert à mieux comprendre l'univers très distant et à déterminer les paramètres de l'énergie noire.

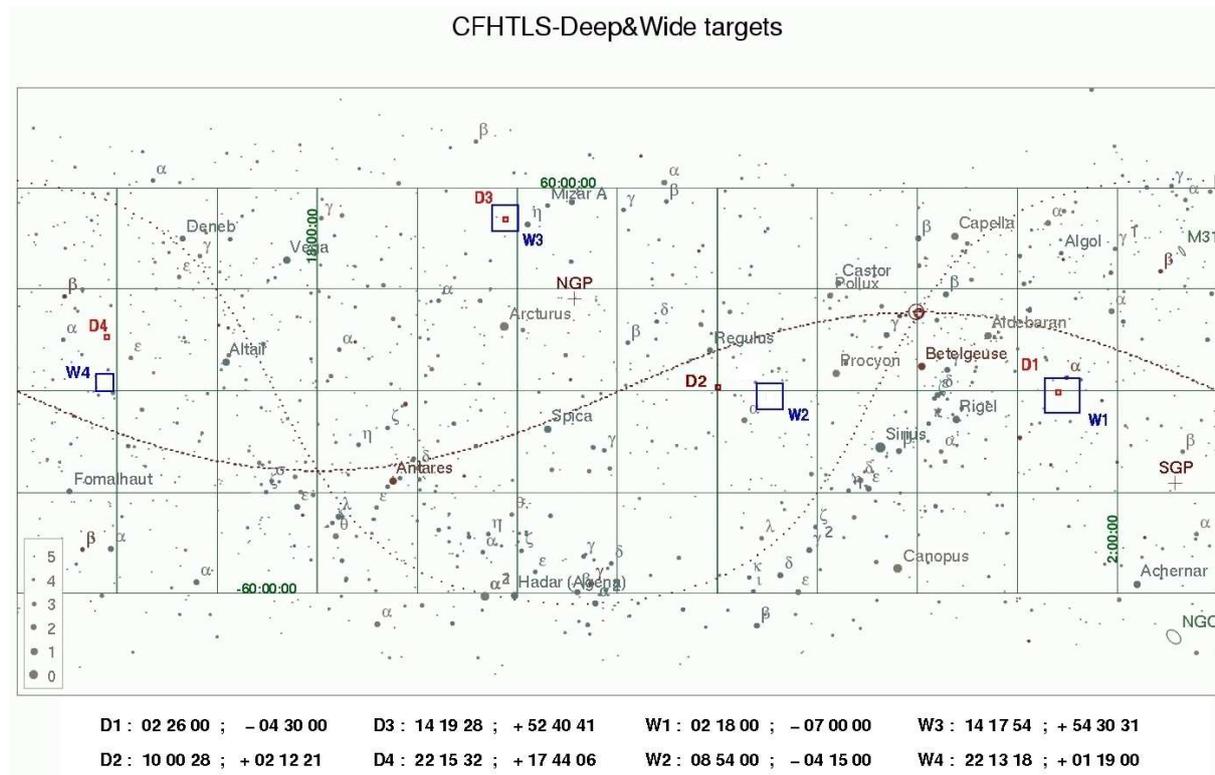


FIGURE 1.8 – Champs couverts par le CFHTLS. Les champs “Wide” sont indiqués par les carrés bleus et les champs “Deep” par les carrés rouges. Les champs “Deep” 1 et 3 sont inclus dans les champs “Wide” respectifs. En bas, les ascensions droites et déclinaisons des centres de chaque champ sont notées.

UKIDSS

Successeur de 2MASS, le relevé UKIDSS¹⁵ (UKIRT Infrared Deep Sky Survey) utilise la caméra IR WFCAM d'un échantillonnage de 0.4 arcsec par pixel installée sur le télescope IR UK (UKIRT) en Grande-Bretagne. Le relevé UKIDSS est entré en opération en 2005 et couvrira 7500 deg² de l'hémisphère Nord atteignant des magnitudes de 18.3 pour la bande K. Deux relevés plus profonds mais couvrant de plus petites surfaces du ciel sont prévus au cours de ce relevé : 35 deg² pour une magnitude K = 21 et 0.77 deg² pour une magnitude K = 23. Par comparaison, la profondeur de 2MASS est de l'ordre de 15 en bande K.

1.3.3 Les relevés spectroscopiques de l'univers lointain

La photométrie et la morphologie d'une galaxie ne sont pas suffisantes pour son analyse ; sans sa distance, il est impossible de mesurer sa taille, sa masse, etc. Le moyen le plus couramment utilisé pour le calcul de la distance d'une galaxie est la détermination de son redshift associée à un modèle d'expansion d'univers.

15. <http://www.ukidss.org/>

CFRS

Le relevé pionnier, le Canada France Reshift Survey (CFRS [Lilly et al., 1995a](#)), utilise le CFHT pour étudier cinq champs de 100 arcmin² du ciel de l'hémisphère nord afin de ne pas être biaisé par des structures cosmologiques. Il a constitué un échantillon de 730 galaxies, sélectionnées en bande I_{AB} (< 22.5), dont 591 ont un redshift fiable dont la moyenne est $z = 0.56$. Avec cette échantillon, le CFRS a ainsi pu faire des études détaillées et novatrices sur des galaxies à des redshifts supérieurs à 0.4, entre autres sur la fonction de luminosité ([Lilly et al., 1995b](#)), sur les quasars ([Schade et al., 1996](#)) ou encore sur les propriétés spectrales des galaxies de champ à grands redshifts ([Hammer et al., 1997](#)). Ce travail inédit pour l'époque s'est réparti en tout sur plus d'une dizaine d'articles. D'autres études sur la morphologie des galaxies distantes telles que [van den Bergh \(2001\)](#) ont aussi utilisé ce relevé pour avoir des redshifts fiables.

DEEP

DEEP¹⁶ (Deep Extragalactic Evolutionary Probe) et DEEP2¹⁷ sont des relevés spectroscopiques utilisant les télescopes jumeaux de 10 m, le Keck. Deep 1 utilise le spectroscopie multi-objets LRIS (Low Resolution Imaging Spectrometer) atteignant des magnitudes $I = 24.5$ pour un total de $\sim 1\,000$ objets et Deep 2 se sert de DEIMOS (DEep Imaging Multi-Object Spectrograph) pour $\sim 50\,000$ galaxies se situant à des redshifts $z > 0.7$. Ils ont balayé principalement comme champs le HDF, le EGS (Extended Groth Strip) et la bande du SDSS.

VVDS

Comme son homologue de l'hémisphère nord, le relevé VVDS¹⁸ (VIMOS-VLT Deep Survey) a pour but de mesurer des redshifts dans des champs pré-observés tels que le CDFS. L'instrument utilisé est le spectroscopie multi-objet VIMOS pouvant faire 6400 spectres basses résolutions sur un champ de $\sim 15 \times 15$ arcmin². Le but de ce relevé est de sonder 16 deg² sur quatre champs en ayant une vue complète des structures galactiques pour un intervalle de redshifts entre 0 et 5. Pour cela trois campagnes de relevés sont effectuées. Une à faible magnitude ($I_{AB} < 22$), comprenant 100 000 galaxies, une seconde à magnitude $I_{AB} \sim 24$ comprenant 50 000 galaxies, et enfin une dernière avec 1 000 galaxies pour des magnitudes atteignant $I_{AB} = 26$.

1.3.4 Les relevés pan-chromatiques de l'univers lointain

En plus de ces relevés terrestres, il faut mentionner le rôle important des télescopes spatiaux qui peuvent accéder à des longueurs d'onde inaccessibles depuis le sol, telles que l'IR avec Spitzer et l'UV avec GALEX (Galaxy Evolution Explorer). Des relevés couvrant tout le ciel sont souvent entrepris avec ces télescopes. Les ensembles de données spectroscopiques et photométriques dans plusieurs bandes spectrales, regroupées sur un même champ, fournissent une vue pan-chromatique d'une portion de l'univers.

16. <http://deep.ucolick.org/>

17. <http://deep.berkeley.edu/>

18. <http://cesam.oamp.fr/vvdsproject/index.html>

COSMOS

Le relevé pan-chromatique couvrant la plus grande surface est COSMOS¹⁹ (Cosmic Evolution Survey), près de 2 deg² par le HST dans la bande z (814 nm). Le projet COSMOS atteint des magnitudes I_{AB} de 27.2 mag. Le champ de COSMOS est centré en RA(J2000) = 10h 00m 28.6s et DEC(J2000) = 02° 12' 21.0". En plus des données HST, COSMOS regroupe entre autres des données Spitzer, du télescope japonais SUBARU et du télescope ultraviolet GALEX. Pour la détermination des redshifts, le spectrographe VIMOS du VLT (projet zCOSMOS avec plus de 37 000 redshifts), le spectrographe IMACS sur les télescopes Magellan (3000 spectres), le spectrographe KECK/DEIMOS ainsi que le KECK/LRIS ont été employés, atteignant des magnitudes $I_{AB} \sim 22.5$.

AEGIS

Le relevé AEGIS²⁰ (All-Wavelength Extended Groth Strip International Survey) observe via plusieurs instruments une partie du ciel nommée EGS (Extended Groth Strip, $\alpha=14^h 17^m$, $\delta=+52^\circ 30'$) située dans l'hémisphère nord, d'une taille de 0.5 à 1 deg² en fonction de l'instrument. Le HDF-N est compris dans ce champ. Cette collaboration internationale utilise entre autres les données du satellite Chandra, du HST et du Keck.

GOODS

Ce relevé pan-chromatique se focalise sur le CDFS et le HDF-N couvrant une surface totale de près de 320 arcmin² (voir figure 1.9). A la différence de COSMOS, les données provenant du HST sont plus profondes caractérisées par une magnitude apparente de complétude de 28. Des images dans les quatre bandes que couvre la caméra ACS (B, V, i , z) sont disponibles. Les données du HST sont associées à celles de Spitzer pour l'IR et de ISAAC (Infrared Spectrometer And Array Camera) pour la bande K. Des relevés spectroscopiques faits avec VIMOS complètent les données photométriques. Cet ensemble crée le relevé le plus complet à ce jour, le relevé GOODS (Great Observatories Origins Deep Survey Dickinson *et al.*, 2003).

1.3.5 Les relevés 3D de l'univers lointain

Récemment, un nouveau concept instrumental a été conçu afin d'acquérir des spectres de différentes zones d'un objet étendu : le IFS, Integral Field Spectrograph (Spectrographe à Intégrale de Champ, voir la section 3.2.3 pour plus de détails). De nombreuses propriétés peuvent se déduire de l'étude du spectre d'une galaxie comme sa formation stellaire, sa quantité de poussière, sa métallicité, sa vitesse radiale, etc. L'IFS permet de faire des cartes de ces propriétés, au lieu d'avoir une mesure intégrée. Le défaut de ce procédé est le fractionnement de la quantité de lumière pour chaque spectre qui demande des temps de pose plus longs que pour une mesure intégrée.

De nouveaux relevés de galaxies distantes ont vu le jour utilisant cette technologie : les relevés 3D. Leur objectif premier est de caractériser la façon dont les galaxies ont assemblé leur masse. En effet, plusieurs processus sont envisageables pour faire croître la masse d'une galaxie : de

19. <http://cosmos.astro.caltech.edu/index.html>

20. <http://aegis.ucolick.org/index.html>

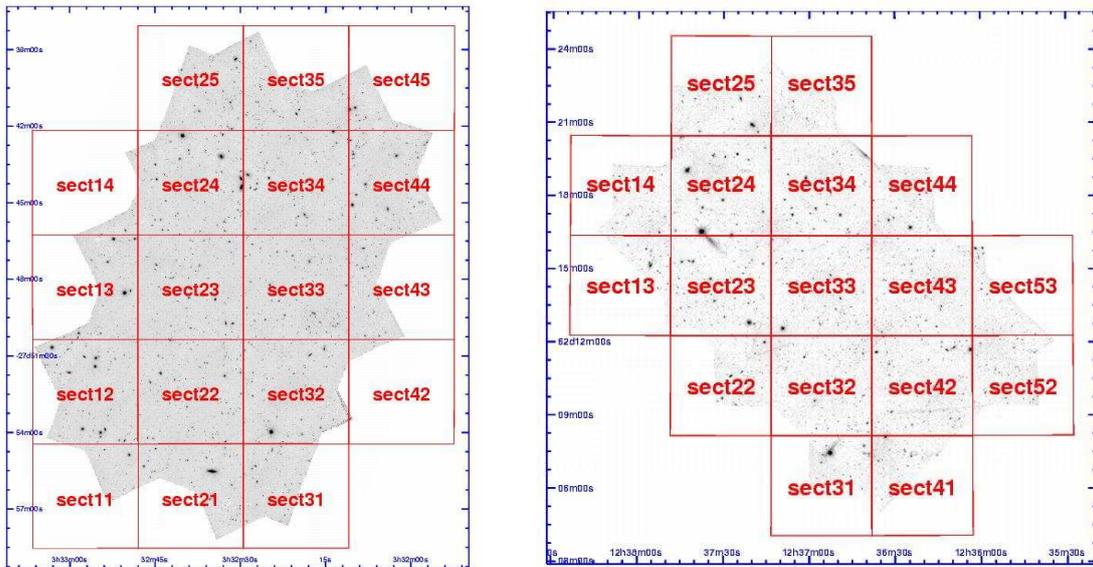


FIGURE 1.9 – *A gauche, le champ GOODS de l’hémisphère sud, inclu dans le CDFS ; à droite, le champ GOODS de l’hémisphère nord, le HDF. Les champs de GOODS sont observés dans quatre bandes, B, V, i et z. La surface totale couverte est de près de 320 arcmin².*

multiples fusions mineures, des fusions majeures, ou encore une abondante accrétion de gaz. Les champs de vitesse obtenus avec l’IFS nous renseignent sur la cinématique interne d’une galaxie. Cela donne des contraintes pour caractériser si une galaxie subit une fusion majeure ou accrète du gaz. Une fusion majeure aura tendance à produire un champ de vitesse chaotique, alors qu’une accrétion de gaz se remarquera par une augmentation de la dispersion du gaz.

Dans cette section, je traite de deux relevés 3D, MASSIV et SINS, utilisant le spectrographe SINFONI²¹ (Eisenhauer *et al.*, 2003, Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared) avant d’exposer mon propre travail sur le relevé 3D IMAGES. Actuellement au foyer du télescope numéro 4 du VLT, Yepun, SINFONI a la caractéristique d’observer dans le proche IR (1.1 - 2.45 μm) avec des résolutions de 2000, 3000, 4000 pour les bandes J, H et K. Sa résolution spatiale est sélectionnable en fonction du champ de vue, pour une résolution spatiale de 0.1'' par exemple le champ de vue est de 3'' \times 3''. Cette instrument a été conçu entre autres pour observer des raies d’émission du visible ($\text{H}\alpha$) décalées dans le proche IR et ainsi construire des champs de vitesse pour des galaxies se situant à des redshifts de 1 à 3.

MASSIV

Le relevé MASSIV (Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS Contini *et al.*, 2012) étudie des galaxies à des redshifts $0.9 < z < 1.8$ afin de connaître (1) la nature du support dynamique des galaxies (rotation ou dispersion), (2) le rôle des fusions et de l’accrétion dans la mise en place de la masse des galaxies, et (3) le processus d’échange de gaz avec le milieu inter-galactique à travers le gradient de métallicité. L’intervalle de redshift étudié correspond à l’époque du pic de formation stellaire dans l’histoire de l’univers, une époque clé pour la

21. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/sinfoni/index.html>

compréhension de l'évolution des galaxies.

La sélection des galaxies de MASSIV utilise le relevé spectroscopique VVDS qui couvre la plage de redshift recherchée. Pour mesurer les champs de vitesse, MASSIV utilise la raie $H\alpha$ (656.3 nm) laquelle se situe dans le proche IR dû au décalage spectral. Cette contrainte restreint l'étude aux galaxies en formation stellaire active. Des spectres faits avec VIMOS permettent de mesurer la raie $[OII]\lambda 3727$ afin d'estimer la formation stellaire (Lamareille *et al.*, 2009). Seules les galaxies ayant des $EW([OII])$ supérieures à 25 Å, pour un S/B de plus de 10, ou supérieures à 40 Å, pour des S/B entre 6 et 10, sont retenues. Pour qu'une galaxie soit sélectionnée, sa raie $H\alpha$ ne doit pas être à proximité (< 9 Å) d'une raie du ciel, et la galaxie doit être proche ($< 1'$) d'une étoile de magnitude $R < 18$ mag afin de pouvoir utiliser l'optique adaptative. Ces contraintes ont conduit à un échantillon de 84 galaxies.

En plus des données SINFONI, le relevé MASSIV regroupe des données dans les bandes B, V, R, I, J, H, K ainsi que dans l'IR avec le satellite Spitzer. Avec l'ajustement de la SED, la masse et la formation stellaire des galaxies sont déduites. Les masses s'étalent de $\sim 3 \times 10^9$ à $6 \times 10^{11} M_{\odot}$, avec une médiane de 1.4×10^{10} . Les formations stellaires s'étalent de 5 à 400 M_{\odot}/ans avec une médiane de 32 M_{\odot}/ans .

Le principal défaut de la sélection des galaxies est d'avoir gardé la même bande spectrale I alors que les galaxies étudiées ont des redshifts très différents (0.8-1.8). En effet, la bande I pour un redshift de 0.8 couvre la partie spectrale d'une galaxie comprise entre 368 nm et 500 nm. A un redshift ~ 1.8 , elle couvre l'UV, de 241 nm à 327 nm, entraînant ainsi la perte des galaxies ne formant que peu d'étoiles, et conduisant à la prise en compte de galaxies irrégulières naines ayant une très forte formation stellaire. Pour une homogénéité de la sélection, il aurait fallu sélectionner les galaxies avec la magnitude absolue en bande I dans le référentiel au repos de la galaxie. Cela fait du relevé VVDS un relevé potentiellement biaisé et incomplet perdant les galaxies ne formant pas beaucoup d'étoiles et celles riches en poussière et surreprésentant les galaxies naines à haute formation stellaire.

Epinat *et al.* (2012) caractérisent la cinématique d'un sous-échantillon de 50 galaxies de MASSIV ayant des redshifts compris entre 0.9 et 1.6. Ils découvrent que 29% des 50 galaxies sont en fusion ou ont un proche compagnon, situation débouchant sur une fusion. 44% des galaxies montrent des cinématiques de rotation alors que les 35% restantes ne sont pas des galaxies en rotation. Ce dernier groupe de galaxies semble être formé de plus petites galaxies ($R_e < 4$ kpc) lesquelles montrent une anti-corrélation entre leur dispersion de vitesse et leur rayon effectif. La question de leur nature reste ouverte : fusions en cours, galaxies avec une région de formation stellaire, galaxies avec une phase gazeuse instable, etc. Cette famille pourrait être due à l'effet de sélection qui choisit des galaxies à grands redshifts principalement sur leur formation stellaire, avec l'UV, et non sur leur masse, surreprésentant les galaxies irrégulières. La masse plus faible ($\log(M_{star}) < 10.5$) de ces objets vient renforcer cette idée.

Queyrel *et al.* (2012) étudient les gradients de métallicité de 26 galaxies de MASSIV. En utilisant le rapport $N2 = \log([NII]\lambda 6584/H\alpha)$, ils déduisent l'abondance en oxygène. Ils découvrent une fraction significative de galaxies ayant un gradient positif (7 galaxies) contrairement à ce qui est mesuré dans l'univers proche. Une tendance montre que ce sont les galaxies pauvres en métaux qui ont des gradients positifs et vice-versa. Cela serait dû à la chute de gaz pauvre en métaux vers le centre des galaxies.

Vergani *et al.* (2012) étudient les relations impliquant la masse, la taille et la vitesse des

galaxies. La relation de Tully-Fisher (TFR) est pour la première fois produite aux redshifts du relevé MASSIV. Pour les galaxies en rotation, il existe une dispersion pour la TFR qui peut être due à des mécanismes physiques complexes dans la relation masse stellaire - luminosité qui restent encore incompris.

Enfin, [López-Sanjuan *et al.* \(2012\)](#) estiment le taux de fusions majeures des galaxies riches en gaz aux redshifts $0.9 < z < 1.8$ en cherchant des paires de galaxies. Pour les intervalles de redshifts $[0.94, 1.06]$, $[1.2, 1.5]$ et $[1.5, 1.8]$, la fraction de fusions majeures riches en gaz est respectivement de $20.8^{+15.2}_{-6.8}\%$, $20.1^{+8.0}_{-5.1}\%$ et $22.0^{+13.7}_{-7.3}\%$. Ils calculent ensuite le taux de fusions riches en gaz qui est de $0.116^{+0.084}_{-0.038} \text{ Gyrs}^{-1}$, $0.147^{+0.058}_{-0.037} \text{ Gyrs}^{-1}$ et $0.127^{+0.079}_{-0.042} \text{ Gyrs}^{-1}$ pour les trois intervalles de redshifts. De cela, ils déduisent que 35% des galaxies en formation stellaire ayant une masse $M_* = 10^{10} - 10^{10.5}$ ont connu une fusion majeure depuis $z < 1.5$.

SINS

Le relevé 3D SINS (Spectroscopic Imaging survey in the Near-IR with SINFONI, voir la revue de [Förster Schreiber *et al.*, 2009](#)) étudie différents cas scientifiques sur des galaxies sélectionnées à des redshifts de l'ordre de 2 : (1) la nature et les temps caractéristiques des processus d'accrétion de la masse baryonique, de la formation stellaire et de l'évolution dynamique ([Shapiro *et al.*, 2008](#); [Genzel *et al.*, 2011](#)), (2) le lien entre le bulbe et la formation du disque ([Genzel *et al.*, 2008](#)), (3) la répartition de la quantité de masse et du moment angulaire ([Cresci *et al.*, 2009](#)), (4) le rôle du feedback et des AGN. Pour ce faire, SINS, comme MASSIV, se sert de la raie $H\alpha$ pour mesurer les champs de vitesse et de dispersion. Il utilise SINFONI dans les bandes H et K afin d'atteindre des redshifts compris entre 1.3 et 2.6. Utiliser des raies de plus courtes longueurs d'onde, telles que la raie $[OIII]\lambda 5007$, permet d'atteindre des redshifts plus grands que 2.6.

Il n'existe pas de relevés spectroscopiques complets pour les redshifts étudiés par SINS. L'étape de la sélection des galaxies a donc commencé par une recherche de galaxies à grands redshifts, mesurés photométriquement puis spectroscopiquement confirmés. Cette confirmation sert d'abord à s'assurer que le modèle utilisé du redshift photométrique est bon mais surtout à estimer le redshift avec une précision suffisante pour savoir dans quelle bande, H ou K, observer la raie $H\alpha$. En conséquence, plusieurs relevés cherchant différents types de galaxies ont été utilisés. Des galaxies "BX/BM" et LBG (Lyman Break Galaxies) ont été sélectionnées avec des relevés optiques pour des redshifts $z \sim 2 - 3$. Pour des redshifts entre 1.5 et 2.5, les galaxies ont été choisies par leur luminosité dans le proche et moyen IR avec la méthode "sBzK". Les galaxies sous-millimétriques ont été collectées avec des redshifts entre 1 et 3. Enfin, les galaxies émettrices en $H\alpha$ sont utilisées pour un intervalle de redshifts entre 1 et 2. Ce conglomerat de galaxies sert à créer l'échantillon de SINS composé au final de 62 galaxies ayant des redshifts $1.3 < z < 2.6$, des masses stellaires $> 10 M_\odot$ et des $EW(H\alpha)$ suffisantes pour créer des champs de vitesse. Ce mode de sélection inhomogène n'a que peu de chance d'être représentatif des galaxies de l'univers éloigné car il mélange des méthodes de sélections différentes à différents redshifts. [Förster Schreiber *et al.* \(2009\)](#) estiment le biais de la sélection de SINS en la comparant aux propriétés des galaxies du CDFS. Les galaxies manquées sont celles dont l'émission en UV est faible dû à l'obscurisation de la poussière, ou à une trop faible formation stellaire. Le besoin d'une forte émission de la raie $H\alpha$ crée un biais vers des systèmes ayant une formation stellaire très active. En définitif, ce relevé apporte une vision détaillée et inédite de galaxies à grands redshifts

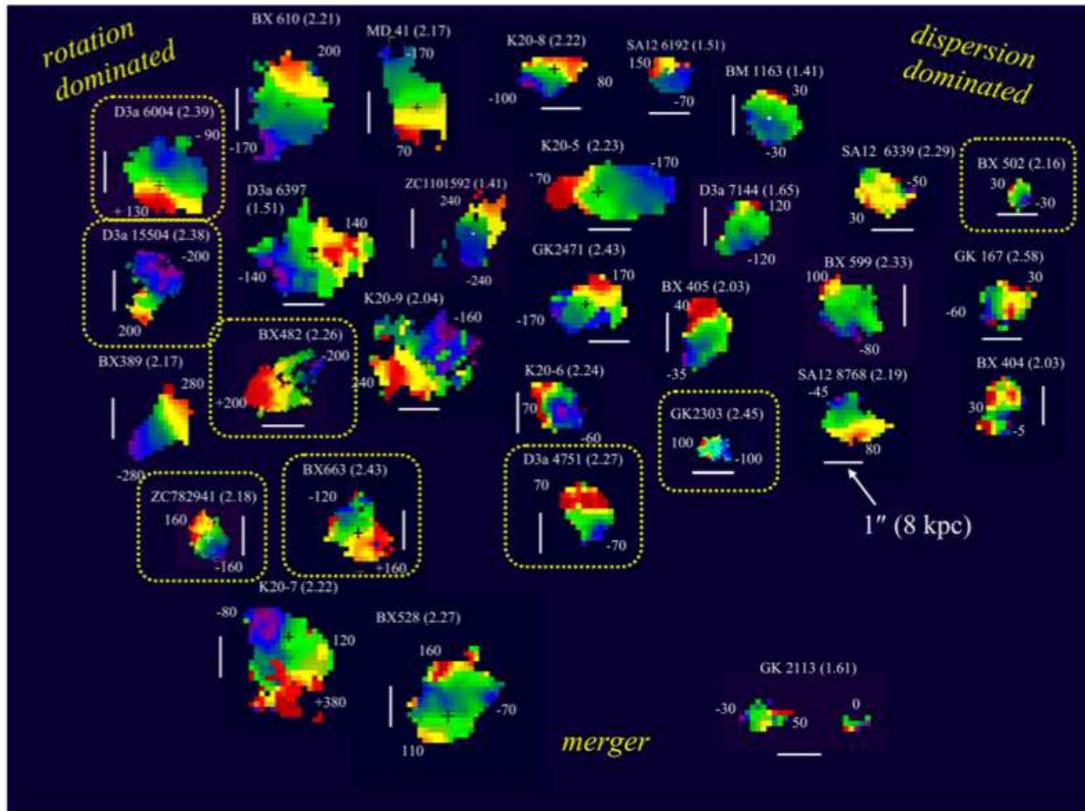


FIGURE 1.10 – Champs de vitesse de 30 galaxies sur les 62 galaxies de SINS. Les champs de vitesse ont été obtenus via la raie $H\alpha$ excepté pour K20-ID5 où la raie $[OIII]\lambda 5007$ a été utilisée. Les vitesses minimums et maximums sont notées pour chaque galaxie. Un trait blanc indique l'échelle spatiale de 1 arcsec, 8 kpc à $z = 2$. Les galaxies sont triées de gauche à droite : des galaxies dominées par la rotation à celles dominées par la dispersion de vitesse. En bas, des exemples de galaxies en fusion sont montrés. Les galaxies encadrées d'une ligne discontinue jaune ont été observées par l'optique adaptative.

mais ne peut servir pour tirer des conclusions statistiques robustes sur l'état des galaxies à cette époque ($z \sim 2$).

La première étude faite sur 30 galaxies du relevé SINS a été la construction de champs de vitesse (Förster Schreiber *et al.*, 2006; Genzel *et al.*, 2006; Bouché *et al.*, 2007; Shapiro *et al.*, 2008). La découverte la plus surprenante a été la fraction importante de galaxies montrant la signature d'un mouvement de rotation dans un système ressemblant à un disque. Quantitativement, les galaxies sont divisées en trois classes cinématiques, un tiers sont des galaxies dominées par leur rotation, un tiers sont des galaxies dominées par leur dispersion de vitesse et le dernier tiers correspond à des galaxies en fusion (voir figure 1.10). Les disques contiennent des grumeaux de matière ayant de grandes dispersions de vitesse et de fortes fractions de gaz, de 20 à 40 % de leur masse baryonique (Genzel *et al.*, 2008). Les grumeaux migreraient vers le centre perturbant le disque et coalesceraient pour former un bulbe.

1.4 IMAGES

1.4.1 IMAGES, un relevé 3D pan-chromatique de l'univers intermédiaire

Le large programme IMAGES (Intermediate MAss Galaxies Evolution Sequence) est un relevé 3D pan-chromatique qui s'intéresse aux galaxies de masses intermédiaires ($> 1.5 \times 10^{10}$) à des redshifts intermédiaires, $0.4 < z < 0.8$. Les galaxies étudiées ont des redshifts en moyenne plus petits ($z \sim 0.6$) que ceux de MASSIV ($z \sim 1.5$) et SINS ($z \sim 2$). A la différence de ces deux relevés, IMAGES utilise le spectrographe à multiple intégrale de champs FLAMES/GIRAFFE implanté au VLT. Ses objectifs sont de (1) déterminer la cinématique des galaxies à redshifts intermédiaires (Yang *et al.*, 2008), (2) étudier le lien entre classe cinématique et morphologique (Neichel *et al.*, 2008), (3) étudier la TFR (Flores *et al.*, 2006; Puech *et al.*, 2008), (4) déterminer la fraction de gaz et l'évolution de la métallicité (Rodrigues *et al.*, 2008) et (5) reconstruire la séquence de Hubble aux redshifts intermédiaires (Delgado-Serrano *et al.*, 2010).

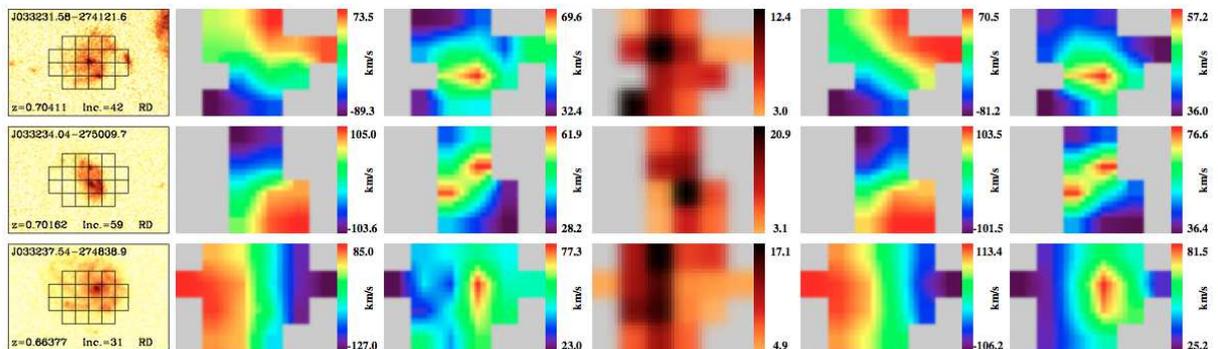


FIGURE 1.11 – Exemples de champs de vitesse et d'images HST pour trois galaxies du projet IMAGES. De la gauche vers la droite, image HST/ACS F775 provenant de GOODS avec en superposition la position de l'IFU de GIRAFFE, avec le nom de la galaxie (en haut à gauche), son redshift (en bas à gauche), son inclinaison (en bas au milieu) et son type morphologique (RD = Rotating Disk, en bas à droite), puis images du champ de vitesse observé, du champ de dispersion observé, de la carte du S/B, du champ de vitesse du modèle et enfin du champ de dispersion du modèle. Figure tirée de Yang *et al.* (2008).

Le large programme IMAGES, en plus des champs de vitesse 3D apportés par le spectrographe FLAMES/GIRAFFE, regroupe plusieurs données. Le spectrographe FORS2 a permis d'obtenir des spectres intégrés servant à l'estimation de l'abondance du gaz et de la composition chimique. La photométrie et la morphologie des galaxies dans le visible proviennent des données publiques du HST. La couverture dans l'IR à $3.6 \mu\text{m}$, $8 \mu\text{m}$, $12 \mu\text{m}$ et $24 \mu\text{m}$ est assurée par le relevé profond du satellite Spitzer. Des observations dans les domaines radio (Australian Telescope Compact Array) et X (Chandra X Ray Observatory et XMM Newton) sont aussi publiquement disponibles. Enfin, de nombreuses observations spectroscopiques depuis les télescopes au sol fournissent le redshift des galaxies (par exemple VVDS, FORS2, K20). Pour compléter les relevés spectroscopiques, de nouveaux redshifts ont été mesurés dans les champs CDFS (Ravikumar *et al.*, 2007). La figure 1.11 illustre cette combinaison de données avec une image du HST pour l'aspect morphologie et des champs de vitesse et de dispersion faits avec FLAMES/GIRAFFE pour l'aspect cinématique.

1.4.2 Sélection des 63 galaxies d’IMAGES

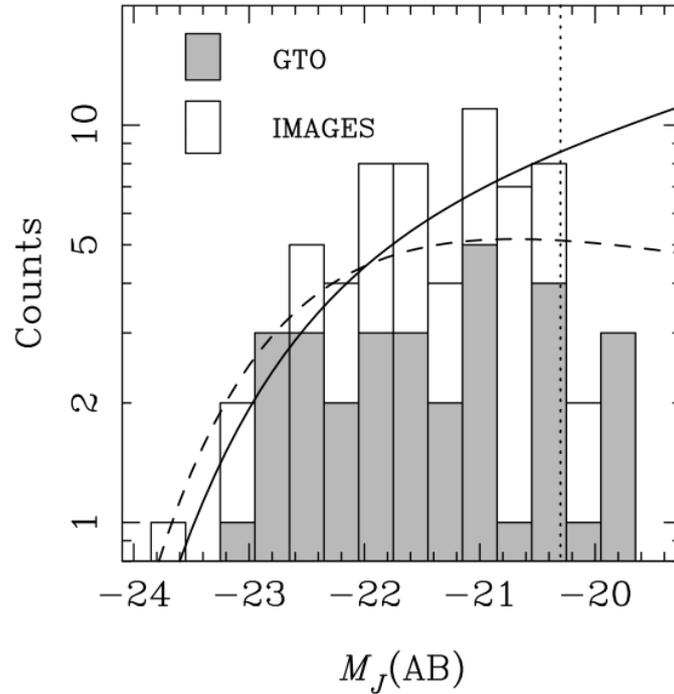


FIGURE 1.12 – Histogramme (échelle logarithmique) de la magnitude en bande J pour la sélection de 63 galaxies du large programme IMAGES+GTO comparé à la fonction de luminosité. L’histogramme gris correspond à l’échantillon obtenu avec le temps garantie (GTO) (Flores et al., 2006), l’extension blanche correspond à l’ajout des galaxies du large programme IMAGES. La ligne en pointillé indique la limite de complétude du programme IMAGES. Deux fonctions de luminosité déduites de Pozzetti et al. (2003) sont présentées (la ligne pleine correspond à la LF pour un redshift de 0.5, celle discontinue à la LF pour un redshift de 1).

Les galaxies du large programme IMAGES sont localisées dans le CDFS, le HDFS ou les champs CFRS03 et CFRS22 afin d’avoir la grande palette de données détaillée dans la section précédente et d’éviter un biais cosmologique. Seules les galaxies de masse intermédiaire ($> 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$) sont sélectionnées dans le but d’étudier les progéniteurs des galaxies de la séquence de Hubble et de ne pas être pollué par des galaxies naines ayant une forte formation stellaire. La magnitude absolue en bande J est un bon estimateur de la masse stellaire; elle est donc utilisée pour la sélection en masse. Le critère utilisé est $M_J(\text{AB}) < -20.3$. La raie $H\alpha$ n’est pas observable pour des redshifts intermédiaires en utilisant le spectrographe FLAMES/GIRAFFE. La raie d’émission choisie pour faire les champs de vitesse et de dispersion est alors le doublet $[\text{OII}]\lambda 3727$. Cette raie, de plus petite longueur d’onde que la raie $H\alpha$, est tout de même très brillante en cas de formation stellaire Glazebrook et al. (1999). Pour assurer un signal sur bruit acceptable ($S/B > 4$), seules les galaxies ayant une $\text{EW}([\text{OII}]) > 15 \text{ \AA}$ ont été conservées. Un échantillon de 63 galaxies a ainsi été obtenu. Les galaxies de l’échantillon IMAGES ont des redshifts variant de 0.4 à 0.75. La figure 1.12 montre que l’échantillon des 63 galaxies (Yang et al., 2008) est représentatif des galaxies plus massive que 1.5×10^{10} à $z \sim 0.6$. Cette propriété permet d’obtenir des résultats statistiques.

Les principaux résultats de ce relevé seront développés par la suite illustrant le travail que j'ai effectué sur ce relevé.

1.4.3 Sélection et propriétés des nouvelles galaxies d'IMAGES

Mon échantillon de départ était constitué de 29 galaxies. Sur ces 29 galaxies, 17 n'ont pas pu être classées cinématiquement pour cause de S/B insuffisant ou de contamination par une raie du ciel. Cela est dû en grande partie au fait que la caméra CCD de GIRAFFE était moins efficace pour les grandes longueurs d'onde. En effet, deux configurations d'observations avaient été utilisées pour l'instrument GIRAFFE : la configuration à basse résolution à une longueur d'onde centrale de 614.2 nm, LR05, et la configuration à basse résolution à une longueur d'onde centrale de 682.2 nm, LR06. Sur les 29 galaxies de départ, 58 % proviennent de la configuration LR06 et 62 % de LR05. Cependant sur les 12 galaxies dont la cinématique est mesurable, 33 % proviennent de LR06 et 67 % de LR05. Quant aux galaxies rejetées, 76 % proviennent du LR06 et 23 % du LR05. Le choix de la bande spectrale dans l'obtention de données mesurables est donc évident. Le manque de sensibilité avec la configuration LR06 est susceptible de créer un biais ayant pour effet de ne garder que les galaxies ayant une très forte formation stellaire. En conséquence, les galaxies provenant de la configuration LR06 sont écartées des résultats statistiques. Au final, l'échantillon provenant de LR05 compte 8 galaxies afin d'augmenter la statistique de l'échantillon IMAGES. La caméra a été changé depuis corrigeant le manque d'efficacité aux plus grandes longueurs d'onde. Cela rend alors possible une étude à plus grand redshift (> 0.8) avec FLAMES/GIRAFFE. L'échantillon de galaxies sur lequel j'ai travaillé est tout de même celui constitué des 12 galaxies, dont les champs de vitesse sont mesurables bien que quatre d'entre elles ne seront pas prise en compte dans les études statistiques. Elles pourront tout de même servir si de nouvelles observations ont lieu avec la nouvelle caméra de FLAMES/GIRAFFE.

Les galaxies proviennent toutes du champs GOODS-CDFS (voir figure 1.9). La distribution de leur redshift s'étend de 0.546 à 0.896, avec une moyenne égale à 0.687 et un écart type de 0.1 (voir figure 1.13 et tableau 1.2).

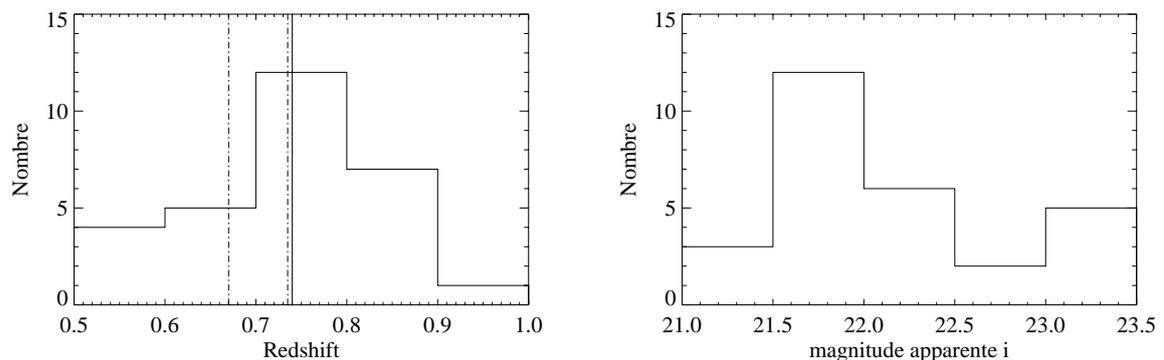


FIGURE 1.13 – Graphique des propriétés principales des 29 galaxies de l'échantillon. De gauche à droite : histogramme des redshifts, histogramme de la magnitude apparente en i_{AB} . Sur l'histogramme des redshifts sont placées deux lignes en trait-pointillé indiquant la position de deux structures cosmologiques (Ravikumar et al., 2007), et une ligne continue indiquant la limite en redshift de l'ancien échantillon IMAGES.

TABLE 1.2 – *des 12 et 17 galaxies de l'échantillon. De gauche à droite : nom de la galaxie, redshift spectroscopique, magnitude apparente en bande i (775 nm) et bande spectrale utilisée.*

Name	Redshift	mag i_{AB}	Bande
J033205.09-274514.0	0.762	23.3482	LR06
J033214.48-274320.1	0.546	22.9821	LR05
J033215.88-274723.1	0.896	22.1448	LR06
J033220.83-275025.8	0.546	23.1108	LR05
J033222.59-275232.0	0.762	21.6637	LR06
J033227.57-274331.4	0.739	22.7343	LR06
J033232.58-275053.9	0.670	21.9441	LR05
J033232.72-274859.5	0.670	22.0404	LR05
J033234.91-274501.9	0.666	22.7447	LR05
J033236.52-275006.4	0.689	21.6732	LR05
J033243.59-274804.7	0.736	22.9755	LR05
J033248.88-274752.9	0.567	23.5067	LR05
J033211.03-274456.0	0.833	21.5089	LR06
J033217.75-274547.7	0.735	22.2347	LR06
J033219.96-274449.8	0.784	22.8495	LR06
J033220.87-275255.2	0.833	23.1203	LR06
J033221.42-274231.2	0.737	21.6580	LR05
J033223.06-274226.3	0.735	22.3143	LR06
J033229.18-275153.2	0.760	23.2842	LR06
J033230.56-274145.7	0.840	22.7512	LR06
J033231.71-274954.3	0.784	23.6389	LR06
J033231.91-275021.3	0.544	23.1588	LR05
J033234.88-274440.6	0.678	23.2293	LR05
J033236.33-274600.1	0.895	23.7294	LR06
J033237.26-274610.3	0.737	22.5262	LR06
J033246.59-274516.3	0.839	22.9015	LR06
J033246.86-274513.6	0.840	22.5189	LR06
J033249.67-275053.0	0.903	23.1504	LR06
J033253.26-275133.9	0.736	21.4144	LR05

Chapitre 2

Etude morphologique de 12 galaxies dans IMAGES

Sommaire

2.1	Le choix des données pour une classification morphologique	56
2.1.1	La bande spectrale	56
2.1.2	La profondeur	57
2.1.3	La résolution	58
2.2	Les classifications morphologiques	59
2.2.1	Les classifications qualitatives	59
2.2.2	Les classifications paramétriques	60
2.2.3	La séquence de Hubble dans l’univers proche	63
2.2.4	Les classifications non-paramétriques	66
2.2.5	Les classifications avec une information couleur	70
2.2.6	La morphologie des galaxies à grand redshift	71
2.3	La classification morphologique utilisée sur l’échantillon de galaxies	73
2.3.1	Les données observationnelles pour la classification	73
2.3.2	Les critères de la classification	74
2.3.3	Les différents types de galaxies	77
2.3.4	L’arbre de décision de la classification	78
2.4	Résultats	79
2.4.1	Classification morphologique de l’échantillon	79
2.4.2	Comparaison avec le diagramme de Hubble à $z = 0.6$	83
2.4.3	Critiques et conséquences de la classification morphologique	85

Un des objectifs de ma thèse a été de classer morphologiquement et cinématiquement l’échantillon de galaxies situées à des redshifts intermédiaires ($z \sim 0.7$), qui est décrit à la section 1.4.3, en reprenant les méthodes utilisées par Flores *et al.* (2006); Yang *et al.* (2008); Neichel *et al.* (2008). Ces deux classifications permettent de comparer les propriétés des galaxies à des redshifts intermédiaires à celles des galaxies de l’univers proche.

Seul le travail sur la classification morphologie des galaxies est traité dans ce chapitre. La classification cinématique est décrite au chapitre suivant. Après une introduction générale sur les méthodes de classification et les classes morphologiques, j’expose et justifie la méthode de classification des galaxies utilisée dans cette étude puis je détaille les classes de galaxies envisagées.

Enfin, je commente en détail le résultat de cette classification pour chaque galaxie et je compare les résultats statistiques aux précédents travaux effectués dans le projet IMAGES et lors d'autres études.

2.1 Le choix des données pour une classification morphologique

Après la phase d'observation et de rassemblement d'images de galaxies au début du XX^e siècle (Hubble, 1922), un travail de classification a commencé recherchant les caractéristiques majeures et les similarités entre les morphologies des galaxies (Hubble, 1926). De ce travail sont apparues des classes morphologiques. Des études plus récentes (Roberts et Haynes, 1994) ont montré que les classes morphologiques regroupent aussi des propriétés non morphologiques, comme la formation stellaire, la couleur ou la cinématique interne, renforçant ainsi la pertinence des classes de galaxie. Ces dernières questionnent sur les différents processus responsables de leur création. Comment se sont formés les disques des galaxies spirales ? Pourquoi les galaxies elliptiques ne forment plus d'étoiles et sont dépourvues de gaz ? D'où provient le profil de luminosité des bulbes ? le travail de classification devient primordial lorsque des propriétés statistiques ne sont mesurées que pour certaines classes morphologiques.

Afin de classer les galaxies morphologiquement, des données observationnelles homogènes ainsi qu'un algorithme de classification reproductible sont requis. Je commence par discuter dans cette section le choix des données observationnelles.

2.1.1 La bande spectrale

La mise en orbite de télescopes ont rendu accessibles des longueurs d'onde absorbées par l'atmosphère, telles que les rayons X ou l'IR. Ainsi, il n'est pas rare que pour une galaxie, il existe plus d'une dizaine d'images dans des bandes spectrales différentes prises au sol ou dans l'espace. L'utilisation de différentes bandes spectrales permet d'observer les différentes composantes d'une galaxie : les étoiles, le gaz neutre ou ionisé, le trou noir supermassif ou encore la poussière. Afin d'avoir une vue d'ensemble d'une galaxie et de sa forme, il faut rechercher ce qui constitue la majeure partie de sa masse, à savoir les étoiles de la séquence principale et de préférence celles de faibles masses, les étoiles F-G-K-M ($\sim 1 M_{\odot}$). Cependant, quelle que soit la bande spectrale, ces étoiles n'émettent pas assez de lumière pour dominer la luminosité d'une galaxie, au mieux elles peuvent contribuer pour $\sim 20\%$ de la lumière totale (Charlot, 1996).

Pour une galaxie connaissant une forte formation stellaire, les étoiles massives (O, B, A) dominant la luminosité ($\sim 80\%$ de la luminosité totale) avec un pic de luminosité dans le bleu (voir figure 2.1). Pour une galaxie évoluée ($> 10^9$ ans), les RGB entre autres dominant la luminosité avec un pic de luminosité dans le rouge ou l'IR (voir figure 2.1). Les bandes spectrales couvrant les longueurs d'onde rouges sont donc à privilégier pour une galaxie évoluée alors que les bandes couvrant les longueurs d'onde bleues sont conseillées pour rechercher des galaxies ayant une forte formation stellaire (Charlot, 1996; Bruzual et Charlot, 2003).

Les différentes structures d'une galaxie n'ont pas toujours la même couleur. Le disque d'une galaxie spirale émet majoritairement dans le bleu, alors que le bulbe émet majoritairement dans le rouge (Roberts et Haynes, 1994). Pour ne pas manquer des structures et maximiser le S/B, il est ainsi préférable de faire un compromis en utilisant des bandes spectrales telles que la bande

i (775 nm).

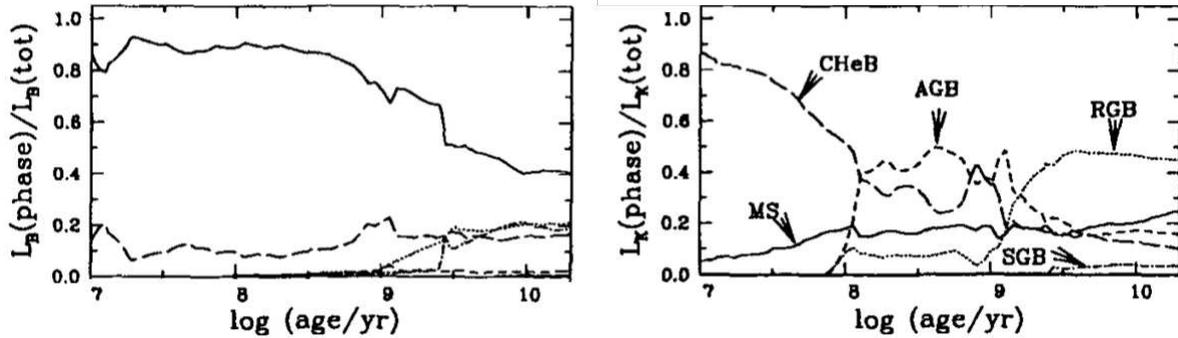


FIGURE 2.1 – La contribution en luminosité des populations stellaires au cours de l'évolution d'une galaxie dans la bande spectrale B (à gauche) et K (à droite) (Charlot, 1996). MS = Main Sequence, CHeB = Core Helium Burning, AGB=Asymptotic Giant Branch, RGB = Red Giant Branch, SGB = SubGiant Branch.

Pour les observations de l'univers proche, le choix d'une bande spectrale assure des observations dans le même intervalle de longueur d'onde, et ainsi l'acquisition de données homogènes. Pour les observations de l'univers distant, l'expansion de l'univers décale les longueurs d'onde. Ainsi, regarder une galaxie à un redshift de 1 dans une bande IR à $1 \mu\text{m}$ revient à regarder sa lumière émise dans le vert à $0.5 \mu\text{m}$. La loi liant la longueur d'onde émise et celle observée s'écrit de la manière suivante :

$$\lambda_{\text{observée}} = \lambda_{\text{émise}}(1 + z)$$

L'homogénéité des données requiert alors un changement de bande spectrale pour des galaxies se situant à différents redshifts. Il est ainsi incorrect d'étudier avec la même bande spectrale un échantillon de galaxies ayant des redshifts très différents ($\Delta z > 0.5$) sous peine de ne pas observer le même intervalle de longueur d'onde et ainsi de ne pas être sensible aux mêmes propriétés des galaxies. Cet effet se résume par la K-correction morphologique (voir figure 2.2).

2.1.2 La profondeur

Un deuxième aspect de la photométrie est la profondeur d'une image, c'est à dire sa propension à faire ressortir un faible signal du bruit tel qu'un disque mince ou un filament de matière. Un manque de profondeur peut induire des erreurs dans la classification morphologique; une galaxie ayant par exemple un bulbe très lumineux par rapport à son disque peut être classée comme une elliptique à cause d'un manque de profondeur qui n'aura pas fait ressortir le disque du bruit.

Dans un univers newtonien, la brillance de surface reste constante avec la distance, il y a une compensation entre la baisse de la luminosité et la diminution de la surface d'un objet qui tous deux décroissent proportionnellement à l'inverse du carré de la distance; leur rapport est donc constant. En revanche à grand redshift, avoir une image très profonde devient un problème. En effet dans l'univers réel en expansion, la brillance de surface dépend du redshift, ce dernier se reliant à la distance d'une galaxie dépendant du modèle cosmologique de l'univers. La brillance de surface décroît alors comme la puissance quatrième du redshift. Ainsi pour obtenir

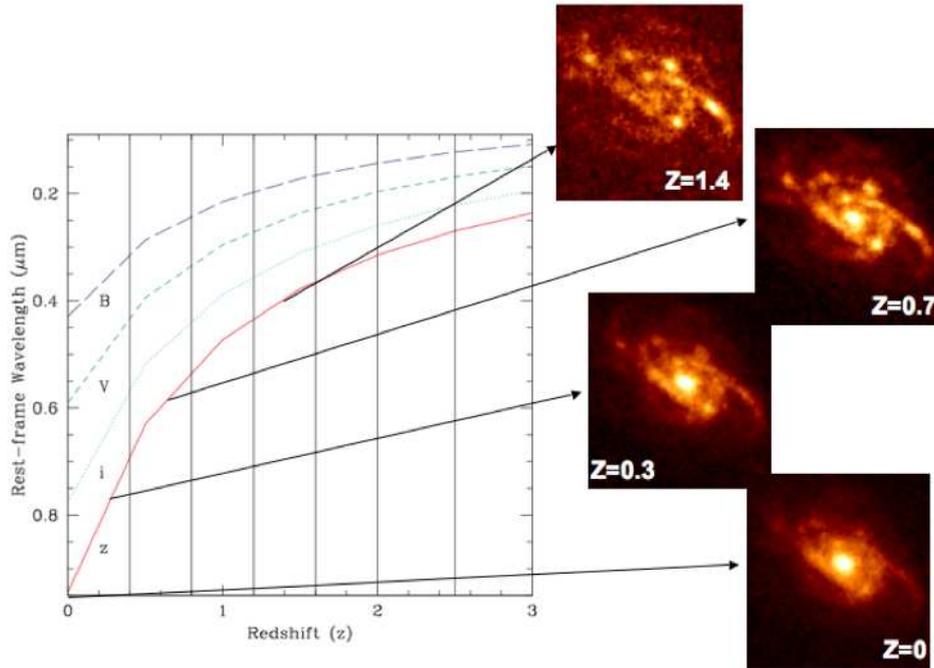


FIGURE 2.2 – Exemple de la *K*-correction morphologique. Le graphique montre quelle longueur d’onde au repos est observée en fonction du redshift dans les quatre bandes du HST (*B*, *V*, *i*, *z*). De plus, l’observation d’une galaxie, placée à différents redshifts (0, 0.3, 0.7 et 1.4) dans la bande *z*, montre un changement d’aspect morphologique dû à la *K*-correction morphologique. Inspiré de *Conselice et al. (2008)*.

la même profondeur en observant à un redshift double, il faudra poser 16 fois plus longtemps. Ce phénomène s’appelle l’affaiblissement cosmologique et il est mesuré par le facteur d’affaiblissement cosmologique (“cosmological dimming factor”) :

$$\Sigma_{\text{observée}} = \frac{\Sigma_{\text{émise}}}{(1+z)^4}$$

où Σ est la brillance de surface.

2.1.3 La résolution

Une étude morphologique détaillée pour les galaxies proches conduit à la résolution des structures internes, telles que les bras spiraux, les barres ou encore les anneaux. S’agissant de galaxies à grands redshifts, une étude morphologique requiert au minimum des galaxies résolues, ayant une taille dépassant d’au moins un ordre de grandeur la taille de la PSF (Point Spread Function, Fonction d’Étalement du Point). Cette dernière marque la limite de la taille des détails visibles. La taille de la PSF, appelée aussi “seeing”, dépend de l’ajout de plusieurs phénomènes physiques : la diffraction due à la taille du miroir, la turbulence atmosphérique ou encore les perturbations électroniques ou mécaniques de l’instrumentation.

Sur terre, la dernière génération de télescopes implantés sur les meilleurs sites d’observation (Hawaii par exemple) permet d’obtenir en moyenne des “seeing” de l’ordre de 0.8 arcsec.

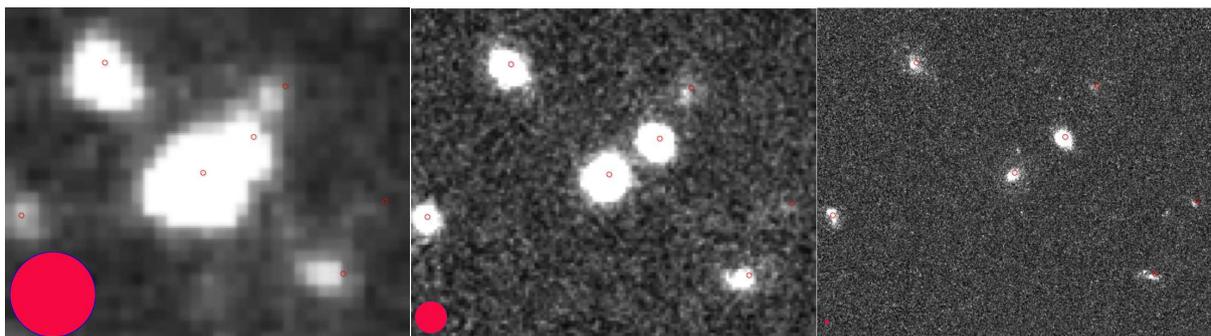


FIGURE 2.3 – *Différentes résolutions pour le même champ. Les trois images sont centrées en $RA = 150.147$ et en $DEC = 2.717$ pour une taille de 10 arcsec. Elles sont tirées des données publiques du relevé COSMOS. Pour chaque image, un cercle situé en bas à gauche représente la taille de la PSF. A gauche, image du satellite Spitzer. La taille de sa PSF fait se chevaucher les profils lumineux des deux sources lumineuses centrales. Au milieu, image prise avec le télescope japonais, SUBARU. A droite, image du télescope Hubble.*

La principale limite est l’atmosphère terrestre. Afin de palier cette limitation, des observations hors de l’atmosphère sont effectuées avec les télescopes spatiaux (HST, Spitzer, etc) ou alors la turbulence est corrigée en temps réel par un système d’optique adaptative. La figure 2.3 illustre ce propos par la comparaison de données extraites du relevé public COSMOS pour un même champ. A gauche de l’image, une image prise avec le satellite Spitzer de 86 cm de diamètre à la longueur d’onde de $3.6 \mu\text{m}$ est montrée. Sa résolution simplement dû à la diffraction est de 2.1 arcsec. Au milieu, c’est une image prise avec le télescope japonais de 10 m au sol, SUBARU, dans la bande z (814 nm). Sa résolution théorique est de 0.04 arcsec, mais à cause de la turbulence elle est dégradée à ~ 0.8 arcsec. A droite, une image prise dans la bande z avec le HST d’un diamètre de 2.4 m et en dehors de l’atmosphère est présentée. Sa résolution théorique est de 0.16 arcsec. La meilleure résolution est fournie par le HST qui allie un grand diamètre, une longueur d’onde courte et une position hors de l’atmosphère. Bien qu’en dehors de l’atmosphère, la petite taille du télescope Spitzer et le domaine de longueur d’onde observé, l’IR, produisent la résolution la plus faible des trois exemples.

2.2 Les classifications morphologiques

Une fois les données observationnelles acquises, une classification morphologique doit être mise en place. De nombreuses questions doivent être discutées afin d’avoir une classification pertinente. Sur quels critères classer les galaxies ? Combien de classes morphologiques utiliser ? Traitement manuel ou automatique ? Je répond à ces questions en recensant quelques classifications morphologiques fondatrices et en exposant les résultats qui en ont découlées.

2.2.1 Les classifications qualitatives

Une des méthodes de classification les plus simples et les plus anciennes est la classification qualitative visuelle et manuelle. Pour ce type de classification, l’algorithme de tri demande de répondre à une série de questions souvent binaires, telles que « y a-t-il des bras spiraux » ou « y

a-t-il un disque ». Les seuls calculs demandés sont par exemple le nombre de bras spiraux ou le nombre de grumeaux visibles dans un disque. Ce procédé à l'avantage d'être simple et rapide (Hubble, 1926; VdB, 1999; Sandage, 2005). Il permet ainsi de classer un assez grand nombre de galaxies (~ 100) par une personne. Il est néanmoins peu fiable dans les cas litigieux car biaisé par la subjectivité humaine.

Bien que ce procédé soit maintenant délaissé pour des méthodes quantitatives, un programme à l'échelle mondiale a su tirer profit de sa simplicité et de l'attraction que suscite l'astronomie sur le grand public : Galaxy Zoo¹ (Lintott *et al.*, 2008). Le but de ce projet est de classer les millions de galaxies du SDSS par le grand public. La classification est plus robuste car plusieurs personnes classent la même galaxie donnant un poids statistique à chaque classe morphologique.

2.2.2 Les classifications paramétriques

A la suite de la classification qualitative, les études sur les profils de luminosité (de Vaucouleurs, 1959; Freeman, 1970; de Vaucouleurs, 1979) ont débouché sur la mise en place de classifications paramétriques. Elles reposent sur l'ajustement de profils de luminosité. Un algorithme ajuste les paramètres du modèle théorique pour reproduire au mieux les observations. L'algorithme doit prendre en compte l'effet de la PSF sur le profil de luminosité avant de le comparer aux données observationnelles. La distance entre le modèle et l'image est défini par un χ^2 qui est minimisé durant l'ajustement. Une fois l'ajustement terminé le profil de luminosité d'une galaxie est décrit par une fonction analytique dépendant de quelques paramètres. Il est ainsi aisé et précis de comparer deux galaxies en comparant leurs paramètres d'ajustement. les classifications paramétriques améliorent les premières classifications qualitative en quantifiant la morphologie des galaxies comme la taille du disque, la luminosité totale, la brillance de surface moyenne, etc. Des études statistiques peuvent alors être entreprises sur la base d'un ou plusieurs paramètres comme le rayon effectif, la magnitude totale ou l'indice de Sérsic (Fisher et Drory, 2008; Fabricius *et al.*, 2012).

L'étape clé de cette classification est de savoir si l'ajustement est réussi. Se fier aveuglément au χ^2 est une erreur. Lorsqu'une galaxie est modélisée par deux composantes, un bulbe et un disque, il n'est pas rare que le meilleur ajustement fournisse une taille de bulbe plus grande que celle du disque. Dans le même ordre d'idée, le logiciel, ne générant qu'un modèle théorique, ne prend pas en compte les bras spiraux d'un disque, ou la barre d'une galaxie. Ainsi, pour une même valeur de χ^2 , un ajustement peut se révéler faux ou juste. Cela dépend de la forme des résidus qui se calculent en soustrayant le modèle à l'observation (lire la discussion dans Neichel *et al.*, 2008). Si la valeur du χ^2 a une raison physique d'être élevée alors l'ajustement est conservé, sinon il est rejeté. De plus, un χ^2 à sa propre incertitude se calculant via des mesures qui sont sujettes aux incertitudes.

Le défaut de cette méthode est de présupposer un modèle analytique pour la galaxie à classer. Cela en fait une méthode requérant une décision humaine. De même, l'estimation d'un ajustement dépend du chercheur. Cette classification est donc non automatisable et subjective. La classification de mêmes galaxies par plusieurs personnes et de manière indépendante sert à contrôler le biais humain.

1. <http://www.galaxyzoo.org>

Les profils de luminosité

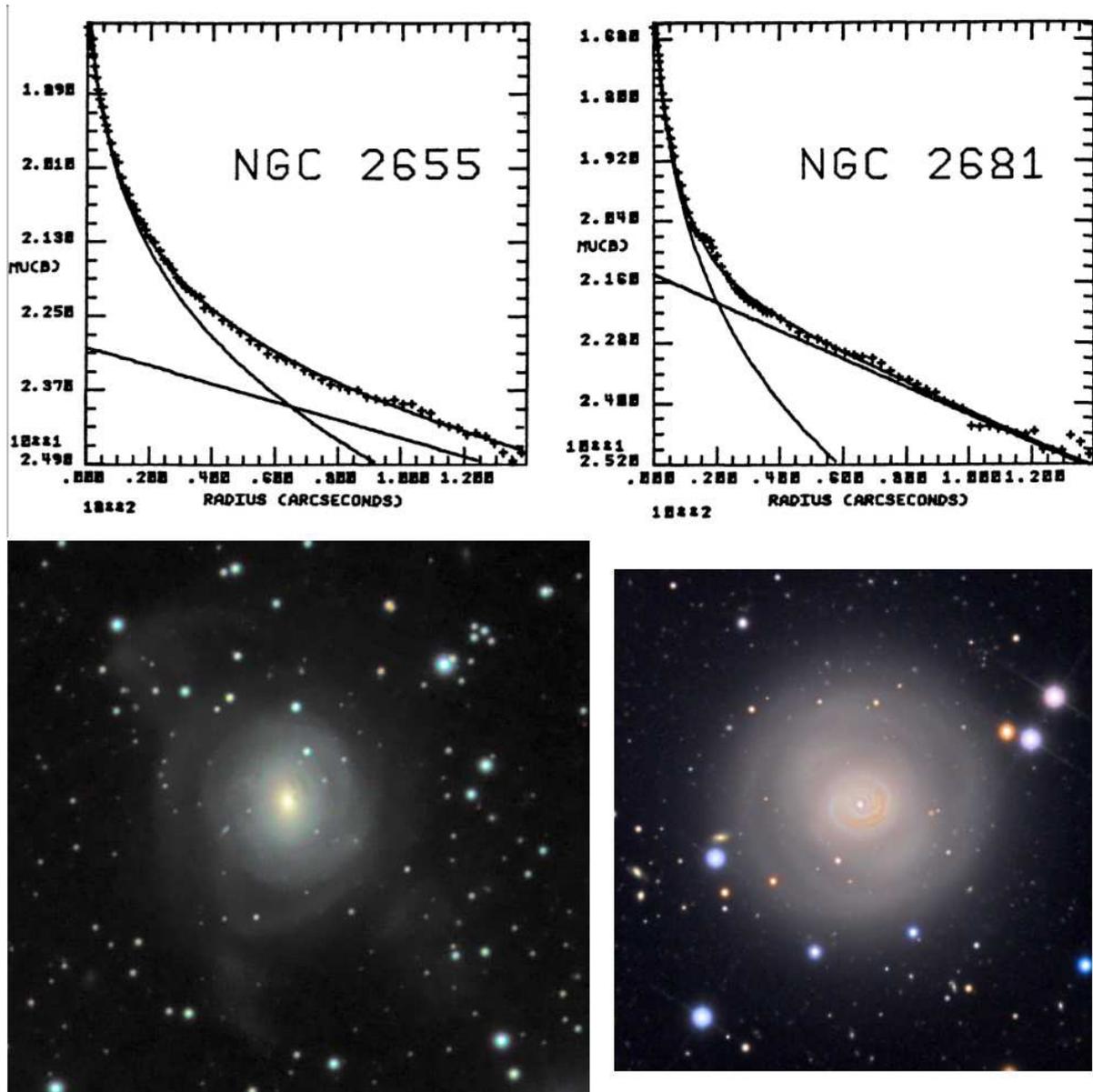


FIGURE 2.4 – En haut, exemples d’ajustements de profils de luminosité pour deux galaxies, NGC 2655 et NGC 2681 (Borson, 1981). Dans les deux cas, l’ajustement fait appel à la combinaison de deux profils de luminosité, un profil de disque (exponentiel) et un profil de bulbe (de Vaucouleur). Le profil du disque est facilement reconnaissable par une droite en échelle logarithmique. Les deux autres profils de luminosité sont celui du bulbe et la somme des deux profils. En bas, images couleurs dans le visible des deux galaxies.

de Vaucouleurs (1953) a étudié le profil de luminosité des galaxies elliptiques et a découvert un profil commun nommé aujourd’hui « profil de de Vaucouleurs » ou encore « profil en $R^{1/4}$ »

du fait de son expression :

$$\Sigma(r) = \Sigma_e \exp \left[-7.67 \cdot \left(\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right) \right]$$

où r_e est le rayon contenant la moitié de la lumière et Σ_e la brillance de surface à ce rayon. Ce profil peut aussi s'appliquer au bulbe classique des galaxies spirales (voir figure 2.4).

Freeman (1970) a découvert que les profils de luminosité des disques se décrivent par une loi exponentielle :

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \exp \left(-\frac{r}{r_d} \right)$$

où Σ_0 est le flux en $r = 0$ et r_d le rayon caractéristique pour lequel la brillance de surface vaut Σ_0/e (voir figure 2.4).

Ces deux profils de luminosité sont des cas particuliers du profil de Sérsic (Sersic, 1968) :

$$\Sigma(r) = \Sigma_e \exp \left[-\kappa \left(\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right) \right]$$

où Σ_e est la brillance de surface au rayon contenant la moitié de la lumière, r_e , et n le paramètre de concentration, l'indice de Sérsic. La valeur de κ est ajustée en fonction de n afin que r_e soit le rayon contenant la moitié de la lumière. Par exemple, pour $n = 4$, κ vaut 7.67. Pour n variant de 0.5 à 10, $\kappa = 1.9992n - 0.3271$ (Prugniel et Simien, 1997, leur équation A3a). Dans le cas du profil exponentiel lorsque l'indice de Sérsic vaut 1, il existe un lien entre r_e et r_d : $r_e = 1.678 r_d$.

Les trois types de profil, bien qu'isotropes et sphériques, peuvent s'adapter à des galaxies qui n'ont pas une telle géométrie. Ceci est le cas pour des galaxies elliptiques ou pour des disques inclinés par rapport à la ligne de visée. Deux quantités décrivent ces rotations : l'inclinaison, 0° si la galaxie est vue de face et 90° si elle est vue de côté, et l'angle principal (PA principal angle), défini entre la direction nord des coordonnées équatoriales et le grand axe de la galaxie. Les PA positifs sont ceux dirigés vers l'est.

GALFIT

Le logiciel utilisé pour ajuster les courbes de luminosité des 12 galaxies de l'échantillon est GALFIT, contraction de "galaxy fitting" (Peng *et al.*, 2002, 2010). Développé par des chercheurs américains, il ajuste pour une image autant de profils de luminosité 2D voulus en minimisant un χ^2 , utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt (voir figure 2.5). Le χ^2 est défini par :

$$\chi^2 = \sum_{x=1}^{n_x} \sum_{y=1}^{n_y} \frac{(\text{flux}_{x,y} - \text{model}_{x,y})^2}{\sigma_{x,y}^2}$$

où n_x et n_y sont le nombre de pixels en x et en y et $\sigma_{x,y}$ le poids de confiance déterminé par le S/B.

Le rapport B/T

Un paramètre tient une place importante dans la classification paramétrique : le rapport B/T. Il est défini comme le rapport entre la luminosité du bulbe et la luminosité totale. Son

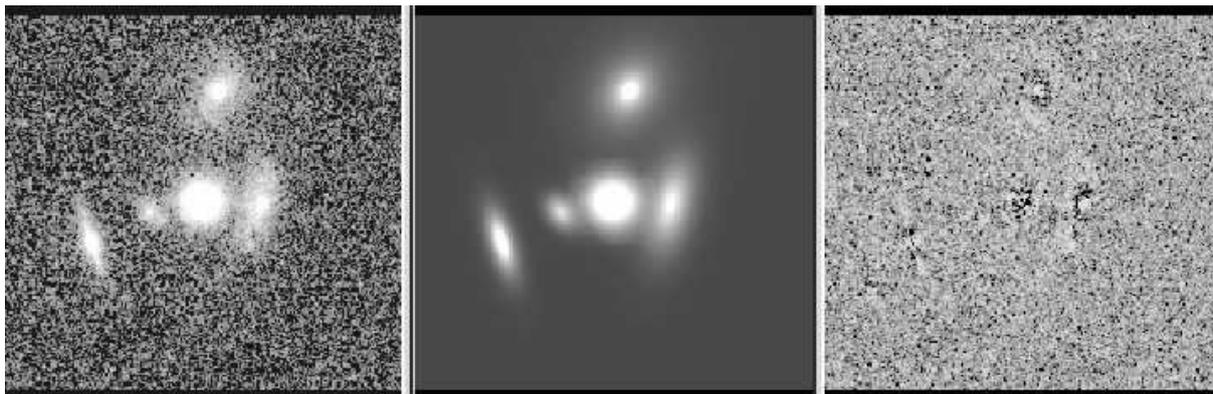


FIGURE 2.5 – Exemple d'utilisation de GALFIT. Cet exemple est tiré du site web du concepteur de GALFIT. Il illustre les trois étapes de l'ajustement. Premièrement, à gauche, énumération des profils de luminosité à ajuster sur les données observationnelles, il y en a cinq dans ce cas. Ensuite, au centre, minimisation du χ^2 pour ajuster les cinq profils de luminosité créant une image modèle. Enfin, à droite, visualisation des résidus pour vérifier la pertinence de l'ajustement.

expression s'écrit :

$$\frac{B}{T} = \frac{\text{Luminosité du Bulbe}}{\text{Luminosité Totale}} = \frac{1}{10^{(m_b - m_t)/2.5}}$$

$$m_t = -2.5 \log(10^{-m_b/2.5} + 10^{-m_d/2.5})$$

où m_b est la magnitude du bulbe, m_d celle du disque et m_t la magnitude totale. Cela indique l'importance du bulbe dans la galaxie. Ce paramètre est fortement corrélé avec le type morphologique (voir table 2.1).

Type	E	S0	Sa	Sb	Sc
B/T	1	0.65	0.5	0.25	0.1

TABLE 2.1 – Lien entre la valeur du rapport B/T et le type morphologique. Extrait de [Kent \(1985\)](#)

2.2.3 La séquence de Hubble dans l'univers proche

La première classification de galaxie a été décrite par [Hubble \(1926\)](#). Il a utilisé des photographies de galaxies et s'est servi d'une classification qualitative. A partir de 400 nébuleuses extra-galactiques, Edwin Hubble a défini deux classes morphologiques qui se retrouvent dans toutes les classifications morphologiques modernes : les galaxies elliptiques (E) et les galaxies spirales (S). Ces deux classes regroupent 97% des 40 galaxies de son échantillon. Les galaxies elliptiques sont subdivisées en sept groupes dépendant de la valeur de l'indice n défini comme $n = 10e$, où e est l'ellipticité de la galaxies. Les galaxies spirales sont divisées en deux groupes : les spirales barrées (SB) et les non barrées (S), lesquelles sont à leur tour subdivisées en trois groupes dépendant de l'importance de leur bulbe, les S(B)a ont un bulbe massif, les S(B)b ont un bulbe moyen et les S(B)c ont un bulbe quasi-inexistant (voir tableau 2.1). Le reste des 3% des galaxies est rangé dans une classe intitulée irrégulière (Irr), qui est appelée de nos jours

particulière. Le terme irrégulière est maintenant plutôt réservé aux galaxies naines qui n'ont pas une forme symétrique du fait de leur faible potentiel gravitationnel. Les galaxies particulières sont des galaxies massives ayant des propriétés morphologiques asymétriques dues à de fortes perturbations gravitationnelles comme pour les galaxies en fusion. Le diagramme de Hubble en forme de fourche résume la séquence de Hubble (voir figure 2.6). Plus tard, Hubble (1936) a ajouté un nouveau type de galaxies caractérisé par un bulbe proéminent est un disque fin : les galaxies lenticulaires (S0).

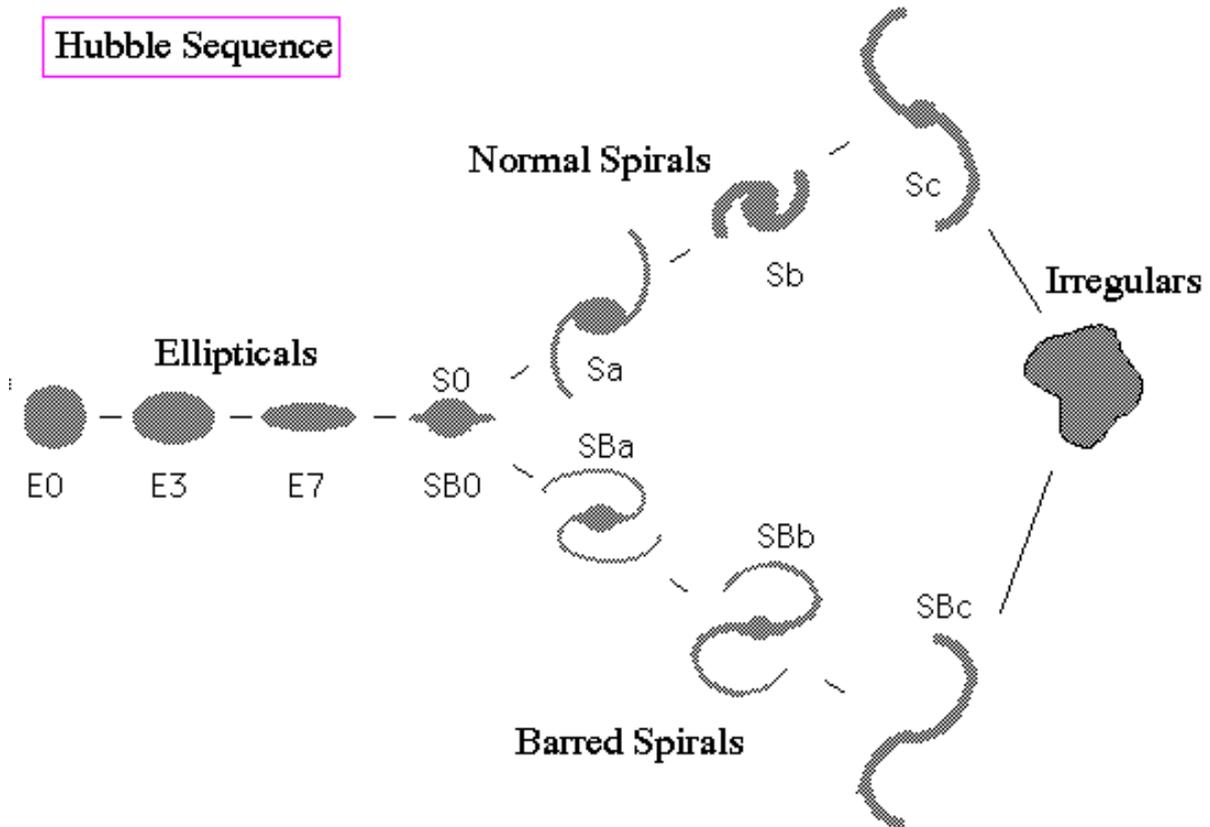


FIGURE 2.6 – Diagramme en fourche représentant la séquence de Hubble. A gauche, les elliptiques triées en fonction de n , suivies des S0. Au milieu, les spirales, barrées ou pas, et divisées en trois sous-groupes a , b , c . A droite, les irrégulières dont le LMC est un exemple historique.

Bien qu'en apparence robuste, cette classification ne regarde que les propriétés morphologiques majeures des galaxies. Ceci vient en partie du faible nombre de galaxies étudiées et des limites de la résolution des images de la première moitié du XX^e siècle. Trois nouveaux critères sont proposés pour affiner cette classification par de Vaucouleurs (1959) : une barre intermédiaire entre le bulbe et la barre, la présence d'anneaux et une forme de « S » pour les bras spiraux. Par exemple, la galaxie NGC 6753 a comme type morphologique (R)SA(r)ab où (R) signifie qu'il y a un anneau externe, S que c'est une spirale, A qu'elle n'est pas barrée, (r) qu'il y a un anneau interne, et ab qu'elle se situe entre le type a et b (voir figure 2.7).

En définitif, quatre types morphologiques ressortent distinctement dans l'univers local. D'autres propriétés découvertes après la classification de Hubble donnent en plus de nouveaux points com-



FIGURE 2.7 – Trois images de la galaxie NGC 6753. A gauche, image tirée du Digital Sky Survey (DSS) dans la bande bleue (440 nm); au centre dans la bande rouge (640 nm); à droite, image de la caméra WFPC2 du HST dans la bande *i* (801.2 nm). Les deux anneaux, externe et interne, l'absence de barre ainsi que le caractère du type *ab* sont reconnaissable sur ces trois images.

muns entre galaxies d'une même classe morphologique (Roberts et Haynes, 1994) :

- **Les galaxies elliptiques.** Elles sont caractérisées par une forme ovale quantifiée par l'ellipticité. L'effondrement gravitationnel pour ces galaxies est contenu par la dispersion de vitesse des étoiles plus que par un mouvement d'ensemble de rotation. De couleur rouge pour la plupart, leur population stellaire est en grande partie composée d'étoiles vieilles et métalliques. Le gaz et la formation stellaire sont rares dans les galaxies elliptiques.
- **Les galaxies lenticulaires.** A la différence des galaxies elliptiques, les galaxies S0 ont un disque fin autour d'un bulbe géant. La proportion associée des elliptiques et des S0 dans l'univers local représente près de 20 % (Delgado-Serrano *et al.*, 2010).
- **Les galaxies spirales.** Représentant près de 70 % des galaxies non naines de l'univers proche (Delgado-Serrano *et al.*, 2010), les galaxies spirales sont composées de deux structures : un bulbe et un disque. Le bulbe est sphérique et peut être associé à une barre. Le bulbe contient des étoiles plutôt vieilles et métalliques. La dispersion de vitesse de ses étoiles domine la cinématique, de même que pour les galaxies elliptiques. Le disque, en revanche, est constitué d'étoiles plus jeunes et de moindres métallicités. Sa cinématique est dominée par un mouvement de rotation. Un disque de gaz HI existe aussi comportant une quantité non négligeable de gaz et étant plus étendue que le disque stellaire (le gaz HI représente près de $\sim 12\%$ de la masse baryonique pour la Voie Lactée). Des bras sont communément formés dans les disques, lieux aussi de formation stellaire.
- **Les galaxies Irrégulières/Particulières.** Hubble (1926) ne faisait pas la distinction entre les galaxies naines irrégulières comme le LMC et le SMC et les galaxies particulières qui sont plus massives et présentent des queues de marée, des ponts de matières ou plusieurs coeurs, lesquelles sont le résultat de fusions majeures. Ces dernières ne représentent qu'un très faible pourcentage des galaxies ($< 3\%$) dans l'univers proche.

2.2.4 Les classifications non-paramétriques

Les classifications non-paramétriques se basent sur d'autres critères que les classifications paramétriques pour classer les galaxies. Elles ne présupposent pas de profils de luminosité et ne requièrent pas d'ajuster des profils de luminosité. Elles ne sont donc pas assujetties au biais humain. Elles se servent en revanche d'indices liés à la distribution de la lumière d'une galaxie, appelés indices morphologiques et qui sont définis de la même façon pour n'importe quelle galaxie (Conselice, 2003; Lotz *et al.*, 2004). En fonction de la valeur des indices morphologiques d'une galaxie, les classifications non-paramétriques lui associent un type morphologique. Cette méthode est automatique dans son déroulement. C'est un avantage pour le traitement des données des nouveaux relevés photométriques qui fournissent des milliers de galaxies à classer, tels que le SDSS dans l'univers proche ou COSMOS dans l'univers à redshifts intermédiaires (Huertas-Company *et al.*, 2009, 2011). Cependant, l'utilisation de cette méthode requiert un étalonnage. A partir d'un échantillon de galaxies dont les types morphologiques sont connus par avance, on calcule les indices morphologiques des galaxies. Cela permet d'associer à un type morphologique un espace de valeurs d'indices morphologiques. Cela se traduit dans l'espace des indices morphologiques par des régions réservées à chaque type morphologique. La plupart des classifications non-paramétriques utilisent deux ou trois indices morphologiques. Les séparations des classes morphologiques, dans le plan des indices morphologiques, sont des droites pour les classifications les plus simples (Conselice, 2003; Lotz *et al.*, 2004). Des classifications plus complexes peuvent faire intervenir de nombreux indices morphologiques (> 3) et des frontières entre classes morphologiques courbes.

Il existe beaucoup d'indices morphologiques, je ne présente que les plus connus par la suite et explique les classifications qui en découlent.

Le système CAS

Conselice (2003) a repris et amélioré le travail fait par Abraham *et al.* (1994, 1996) et Conselice *et al.* (2000) pour proposer un système de classification non-paramétrique se servant de trois indices morphologiques, le système CAS : Concentration (C), Asymmetry (A), Smoothness (S) (voir figure 2.8).

La concentration peut se calculer de différentes méthodes. Néanmoins, elles caractérisent toutes si l'objet a une distribution de lumière très piquée au centre ou au contraire étendue sur les bords. Deux définitions sont couramment utilisées. La première est due à Abraham *et al.* (1994) :

$$C = \frac{\sum \sum_{i,j \in E(\alpha)} I_{i,j}}{\sum \sum_{i,j \in E(1)} I_{i,j}}$$

où C désigne la concentration, $I_{i,j}$ l'intensité du pixel à la coordonnée (i, j) et E l'ellipsoïde au rayon normalisé α (0.3 pour Abraham *et al.*, 1994), avec pour définition $\alpha = 1$ aux bords de la galaxie. En d'autres termes, la concentration est le rapport entre la quantité de lumière à l'intérieur d'une isophote et la quantité de lumière totale. La concentration a alors une valeur comprise entre 0 et 1. L'autre définition de la concentration est due à Kent (1985) et est reprise par Conselice *et al.* (2000). Elle se définit par le rapport de deux rayons, l'un définissant un cercle contenant 80 % de la lumière, l'autre 20 % (voir figure 2.8) :

$$C = 5 \log \frac{r_{80}}{r_{20}}$$

Dans ce cas, la concentration est toujours plus grande que 1. La concentration est un bon estimateur pour différencier une galaxie elliptique d'une galaxie spirale. Une galaxie elliptique a un profil en $r^{1/4}$ plus concentré qu'un disque qui a un profil de luminosité exponentiel. La concentration peut se rattacher statistiquement au rapport B/T, cependant il existe une forte dispersion (voir figure 5 de [Conselice, 2003](#)).

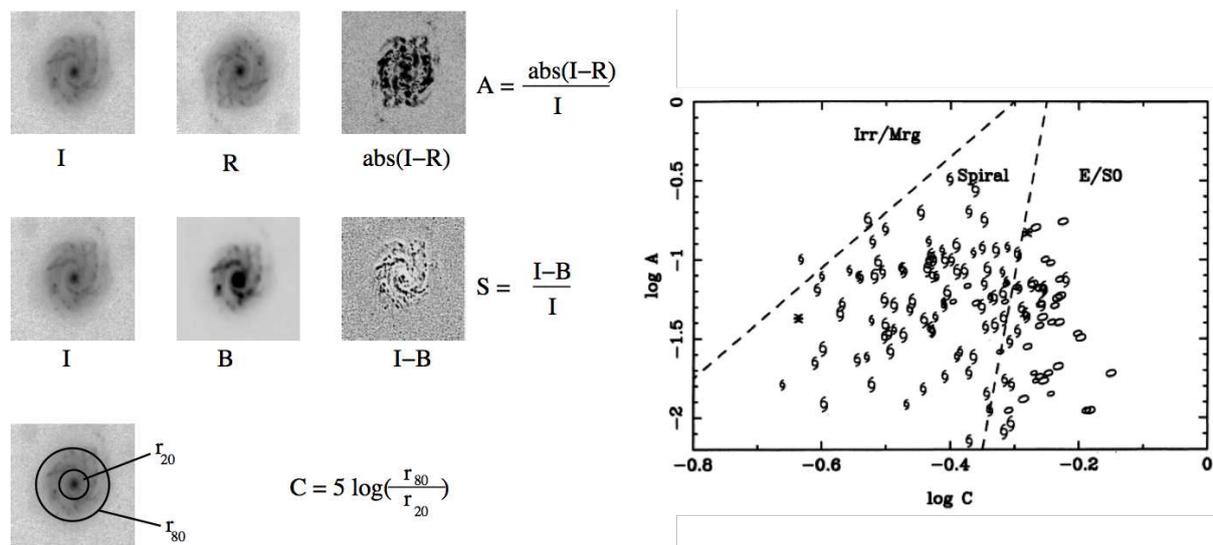


FIGURE 2.8 – La définition des indices morphologiques de la classification CAS suivi d'un exemple. A gauche, la définition illustrée des trois indices morphologiques de la classification CAS. A droite, un exemple d'une classification se servant de C et de A ([Abraham et al., 1996](#)). Dans cette exemple, la concentration est définie par le rapport de luminosité contenue dans deux isophotes.

Le second indice morphologique quantifie l'asymétrie d'une galaxie. Il se calcule en soustrayant à l'image d'une galaxie son image tournée de 180° . Si la galaxie est parfaitement symétrique le résultat sera 0. Sa définition se trouve dans [Conselice et al. \(2000\)](#) et se définit comme suit (voir figure 2.8) :

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{\sum |I(i, j) - I_{180}(i, j)|}{\sum I(i, j)} - \frac{\sum |B(i, j) - B_{180}(i, j)|}{\sum B(i, j)} \right)$$

où $I(i, j)$ est l'intensité lumineuse de la galaxie et $B(i, j)$ le bruit de l'image dans une zone de taille égale à celle de la galaxie. Le point important de ce calcul est la détermination du centre autour duquel est effectuée la rotation de 180° . [Conselice et al. \(2000\)](#) indiquent qu'un changement de un pixel pour une galaxie de l'univers proche peut changer la valeur de l'asymétrie de 50%. [Conselice et al. \(2000\)](#) définissent alors le centre par le pixel qui minimise l'asymétrie. Les galaxies elliptiques sont connues pour avoir une très forte symétrie donc une valeur d'asymétrie proche de 0. Les spirales, du fait des bras ou de la formation stellaire, ont une plus grande valeur d'asymétrie. Enfin, les galaxies particulières sont censées avoir une forte asymétrie avec la présence de bras, de ponts, de queues de marée, etc.

Le troisième indice morphologique est apparu plus tardivement afin de renforcer les classi-

fications faites avec les deux premiers indices. Son objectif est de déterminer si la galaxie a un profil de luminosité lisse ou bien s'il contient des grumeaux. [Conselice \(2003\)](#) définissent ce terme de Smoothness par l'expression suivante (voir figure 2.8) :

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{\sum |I(i, j) - I_S(i, j)|}{\sum I(i, j)} - \frac{\sum |B(i, j) - B_S(i, j)|}{\sum B(i, j)} \right)$$

où I_S correspond à l'intensité lissée, sans les grumeaux, et B_S correspond au bruit. L'indice S est sensible à la formation stellaire des galaxies spirales ou particulières formant des grumeaux dans le profil de luminosité. Les galaxies spirales et particulières ont donc un fort indice S, au contraire des galaxies elliptiques qui ont une surface très lisse.

Le système G-M₂₀

Deux indices utilisés plus récemment forment une nouvelle classification ([Lotz et al., 2004](#)) : le coefficient Gini (G) et le coefficient M₂₀. [Abraham et al. \(2003\)](#) ont défini le coefficient Gini en utilisant un indicateur économique qui mesure la distribution de richesse dans une société, la courbe de Lorentz. Pour les galaxies, il mesure la distribution d'intensité dans les pixels de la galaxie. Un Gini de 1 correspond à une concentration de toute la lumière en un pixel, alors qu'un Gini de 0 décrit une répartition homogène de la lumière. L'idée de concentration de la lumière est sous-jacente à cet indice morphologique ([Abraham et al., 2003](#)). L'avantage de cet indice est de ne pas requérir de centre et d'être indifférent à la distribution du flux lumineux. Il est donc plus adapté pour des galaxies asymétriques dont le type morphologique est plus fréquent à grand redshift. Son expression est :

$$G = \frac{1}{\bar{X}n(n-1)} \sum_{i=1}^n (2i - n - 1)X_i, \quad (n > 2)$$

où les X_i sont les valeurs de chaque pixel. Les galaxies elliptiques sont supposées avoir un indice G élevé (> 0.5) alors que les spirales ont un indice plus petit (< 0.5).

L'indice compagnon de G est le coefficient M₂₀ défini par [Lotz et al. \(2004\)](#). Ce coefficient nécessite le calcul du centre de la galaxie qui est mesuré automatiquement en minimisant le moment d'ordre deux du flux total de la galaxie, c'est à dire le barycentre du flux lumineux, M_{tot} :

$$M_{tot} = \sum I_i [(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2]$$

où x_c et y_c sont les coordonnées du centre de la galaxie. M₂₀ se définit en utilisant le moment d'ordre deux, noté M , mais seulement avec les pixels les plus brillants totalisant 20% de la luminosité totale :

$$M_{20} = \log_{10} \left(\frac{M}{M_{tot}} \right)$$

Pour une galaxie elliptique, les pixels les plus lumineux sont tous au centre de la galaxie et comme le profil de luminosité est très piqué il n'y a que quelques pixels qui forment les 20% du flux total. M a alors une petite valeur et M₂₀ est empiriquement inférieur à -2.0. Pour les galaxies spirales, leur profil de luminosité exponentiel fait que les pixels les plus lumineux totalisant 20% de la lumière totale sont aussi au centre mais en plus grand nombre d'où $-2.0 < M_{20} < -0.5$. Concernant les galaxies en fusion, leur concentration est assez aléatoire. Cela dépend des types

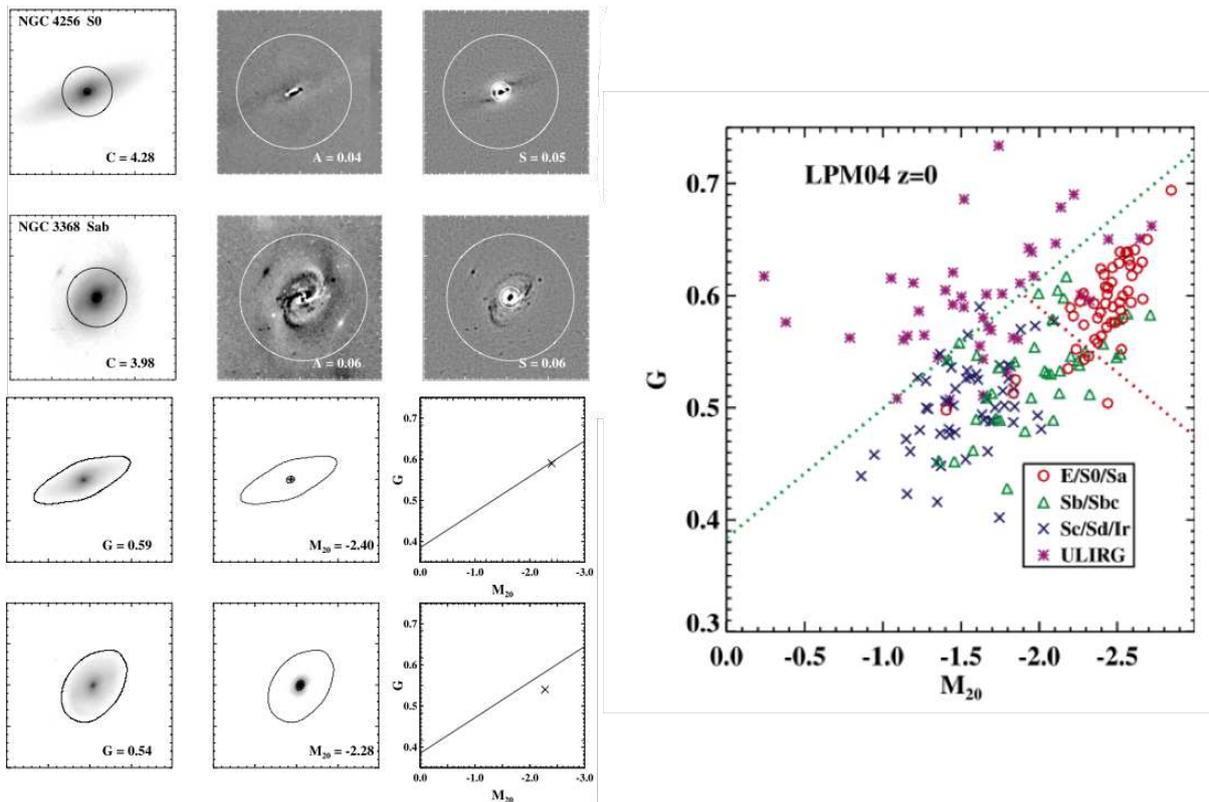


FIGURE 2.9 – Illustration de la classification G - M_{20} . À gauche, indices morphologiques pour deux galaxies proches, en haut C , A et S , en bas G et M_{20} avec l'emplacement dans le plan G - M_{20} . À droite, exemple de classification utilisant le plan G - M_{20} (tiré de [Lotz et al., 2008](#)).

de galaxies qui fusionnent, spirale ou elliptique, et du stade de la fusion, galaxies éloignées ou en train de fusionner. L'indice Gini n'a donc pas de valeur très précise. Concernant l'indice M_{20} , comme les fusions sont des galaxies particulières les pixels les plus brillants ne se situent pas obligatoirement au centre, ce qui peut induire des indices M_{20} élevés. Les trois cas discutés ici sont illustrés sur la figure 2.9.

Avantages et limites des classifications non-paramétriques

Les classifications non-paramétriques ont l'avantage d'être des processus rapides et sans biais humain pour classer des milliers de galaxies. Que ce soit le système CAS ou G - M_{20} , ils sont bien adaptés pour classer les galaxies spirales et elliptiques. Ce sont donc de bonnes méthodes pour classer les galaxies de l'univers proche qui se trouve être majoritairement de ces deux types morphologiques ([Huertas-Company et al., 2011](#)). Cependant, il faut noter une grande incertitude à différencier des galaxies de classes morphologiques proches. Ainsi, ces systèmes différencient mal des types morphologiques tels que les E des S0 ou les Sb des Sc. De plus, l'information morphologique retirée de ces classifications est assez pauvre, elles ne détectent ni les barres, ni les anneaux ni les bras spiraux. [Menanteau et al. \(2006\)](#) montrent que le système de classification CAS, a une incertitude de 15 % pour les galaxies de l'univers proche.

Le principal défaut de ces classifications est la tendance à classer des galaxies particulières dans la classe des galaxies spirales. Dans l'étude de [Neichel et al. \(2008\)](#), une comparaison

entre une classification paramétrique et non-paramétrique montre que les galaxies spirales sont surestimées de plus d'un facteur deux dans la classification non-paramétrique (voir figure 2.10).

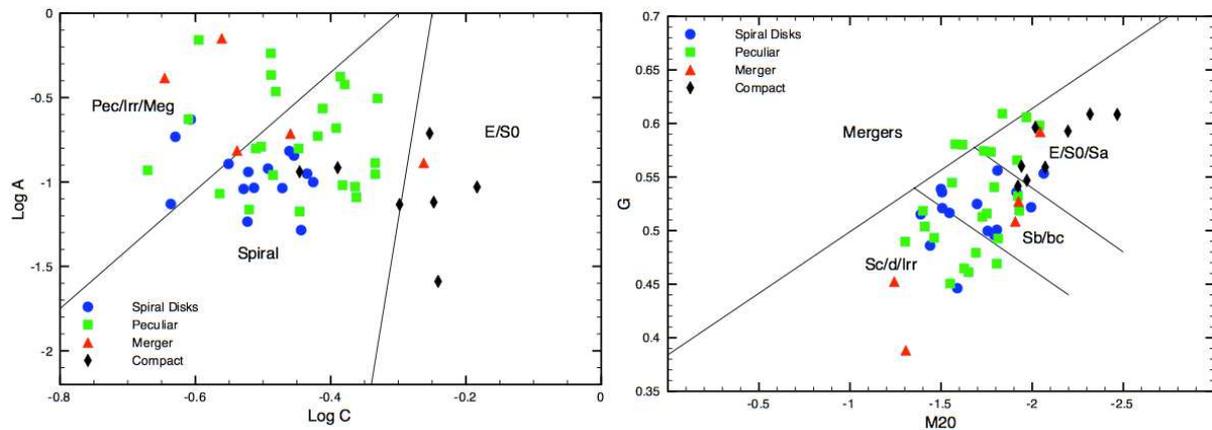


FIGURE 2.10 – *Comparaison entre classification paramétrique et non-paramétrique (Neichel et al., 2008). A gauche, comparaison avec le système CAS. A droite, comparaison avec le système G-M₂₀. Les quatre symboles représentent les quatre types morphologiques.*

2.2.5 Les classifications avec une information couleur

L'ajout d'une autre bande spectrale à un système de classification permet d'obtenir une information sur la couleur des galaxies. Cela peut montrer ou confirmer des structures comme les zones de formation stellaire. La couleur intégrée correspond à la soustraction des magnitudes totales d'une galaxie dans deux bandes. En revanche, les cartes couleurs soustraient les magnitudes pixel par pixel, gardant l'information spatiale.

Une étoile chaude de la séquence principale de plus de 30 000 K, une étoile de type O par exemple, émet majoritairement dans le bleu, à l'inverse d'étoiles de type G comme le soleil émettant dans le jaune. Cela provient du fait que les étoiles sont presque des corps noirs suivant la loi de Wien, laquelle relie le pic de luminosité à la température : $\lambda_{max}T = 3.10^{-3} \text{ m.K}$. Les étoiles chaudes de la séquence principale émettent beaucoup plus de lumière que les étoiles froides de la séquence principale. Ce principe est décrit par la loi de Stephan qui énonce que le flux est proportionnel à la puissance quatrième de la température, $F = \sigma T^4$ avec $\sigma = 5.6710^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}$. De ce fait, dans une région riche en formation stellaire, les étoiles bleues bien que minoritaires sont plus brillantes que les étoiles rouges majoritaires. Ces zones seront donc marquées par une forte couleur bleue. A l'inverse dans une région sans formation stellaire depuis des milliards d'années, les étoiles chaudes de courte vie auront évolué vers des objets bien moins lumineux comme des trous noirs ou des étoiles à neutron. Les étoiles moins massives de la séquence principale seront soit sur la branche asymptotique, AGB, RGB, avec une forte couleur rouge, soit pour les plus froides toujours sur la séquence principale avec une couleur jaune ou rouge mais peu lumineuse. Les régions ayant une population stellaire évoluée se remarquent donc par une couleur rouge.

En conséquence, une caractéristique d'une galaxie spirale est son disque jeune et bleu formant des étoiles, et son bulbe âgé et rouge sans formation stellaire. Cette distinction n'est visible que sur les cartes couleurs. La couleur intégrée perd l'information sur les zones de formation stellaire ou la présence d'un bulbe rouge. Néanmoins, une corrélation semble exister entre la

couleur intégrée et la morphologie d'une galaxie (Roberts et Haynes, 1994) : les galaxies E/S0 sont rouges tandis que les spirales sont bleues. Cependant, une forte formation stellaire ou une grande quantité de poussière peut fausser la classification. La couleur intégrée utilisée pour la classification morphologique des galaxies doit être combinée avec des indices morphologiques pour être pertinente tels que la concentration, l'asymétrie ou le smoothness (Conselice *et al.*, 2000).

2.2.6 La morphologie des galaxies à grand redshift

A la suite de la mise en place du diagramme de Hubble au début du XX^e siècle puis de sa confirmation par diverses méthodes de classification (Buta *et al.*, 1994; Huertas-Company *et al.*, 2011; Delgado-Serrano *et al.*, 2010), des études morphologiques se sont portées sur les galaxies distantes. Le diagramme de Hubble existe-t-il encore dans l'univers lointain ? De nouveaux types morphologiques émergent-ils ? Comment évoluent les proportions des types morphologiques ?

Ces études morphologiques sont rendues difficiles par la faible luminosité des objets (> 22 mag) et par leur faible taille apparente atteignant la limite de résolution imposée par l'atmosphère. Ces études nécessitent donc un champ observé profondément pour y révéler les galaxies lointaines. Le premier relevé de l'univers à un redshift supérieur à 0.1 a été le Medium Deep Survey (MDS Griffiths *et al.*, 1994) avec une résolution de $0.2''$ et des temps de pose de 5 heures atteignant des magnitudes limites $I \sim 23.5$. Ce relevé a servi de test au relevé qui l'a directement suivi dans l'année 1995, le HDF qui atteint des magnitudes $I = 25$ grâce à des temps de pose de 35 h (Abraham *et al.*, 1996).

Plusieurs travaux se sont succédés sur les données du HDF afin de classer morphologiquement les galaxies jusqu'à la magnitude $I = 25$. Abraham *et al.* (1996) ont utilisé la méthode automatique C-A pour classer les galaxies. Ils présupposent que les trois grandes classes morphologiques sont conservées : la classe des galaxies E/S0, des spirales et des Irr/Pec/Merger. Le résultat majeur est la grande proportion de galaxies Irr/Pec/Mer. En effet, jusqu'à la magnitude $I = 25$, elle est de 30-40 %.

van den Bergh *et al.* (1996) ont entrepris le même travail de classification mais avec une méthode différente. Ils ont utilisé la classification visuelle afin d'être plus précis sur la distinction entre les différents types morphologiques (utilisant le système de classification DDO). Ainsi, ils séparent les E et les S0, s'attachent à regarder les barres et les bras dans les spirales et distinguent les galaxies en fusion des galaxies particulières. Les résultats sont similaires à ceux de Abraham *et al.* (1996) ; la fraction de E et S0 reste constante $1/4$ et $1/5$, alors que la fraction de spirales chute d'un ordre de grandeur. En effet dans le HDF, 3% des galaxies sont des Sb ou Sc alors que ce nombre est de 29% dans le MDS.

La nature de ces objets sans la connaissance de leur distance est une énigme. Ils peuvent aussi bien être des galaxies massives en fusion très éloignées ($z > 3$) ou des galaxies particulières plus proches ($z \sim 1$). Le redshift est alors crucial car il permet de séparer des galaxies n'appartenant pas à la même période de l'histoire de l'univers. Brinchmann *et al.* (1998) ont été parmi les premiers à faire une étude morphologique en sélectionnant des galaxies en fonction de leur redshift. Avec le CFRS, ils ont étudié 341 galaxies entre les redshifts 0.3 et 0.9. Elles ont été classées automatiquement. Un de leurs résultats est la constante augmentation avec le redshift de la proportion des galaxies particulières : $9\% \pm 3\%$ pour $0.3 < z < 0.5$ et $32\% \pm 12\%$ pour

$0.7 < z < 0.9$. [van den Bergh \(2001\)](#), utilisant toujours les données du CFRS, ont constitué un échantillon de 425 galaxies avec la connaissance de leur redshift. Ils confirment que la fraction des galaxies E/S0 reste constante entre $0.25 < z < 1.2$ dans une proportion de 17 %, alors que la proportion des particulières croît de 5 % à 12 %. Quant aux fusions de galaxies, leur proportion double ou triple sur l'intervalle de redshift couvert par leur étude.

De leur côté, [Cassata et al. \(2005\)](#) se servent du relevé GOODS associé au relevé spectroscopique K20 ([Cimatti et al., 2002](#)) pour la connaissance des redshifts. Ils utilisent la bande B au repos pour classer les galaxies grâce aux observations dans les quatre bandes de GOODS (B, V, i , z). Cependant, pour les galaxies à $z > 1.2$, il ne peuvent pas accéder à la bande B au repos, ils n'ont que la bande U. Ils retrouvent l'augmentation des galaxies particulières de 33 % pour $0.2 < z < 1.2$ qui atteindrait même les 60 % à $z > 1.2$. En plus des galaxies particulières, 16 % sont des galaxies perturbées avec une forte formation stellaire. Seulement 27 % des galaxies sont classées comme galaxies spirales. La fraction des elliptiques n'évolue pas avec 20 % pour la plage de redshift étudiée.

Sélectionnant des galaxies du relevé COSMOS, [Huertas-Company et al. \(2007\)](#) étudient l'évolution morphologique à $z \sim 1$ avec des images profondes en bande K_s ($2.16 \mu\text{m}$) corrigées par l'optique adaptative grâce à l'instrument NACO du VLT. Ils se servent du rapport B/D (bulbe/disque) et de la méthode non-paramétrique C-A pour classer 79 galaxies de magnitude K_s entre 17-23 dans trois classes morphologiques : type précoce, type tardif et type particulier. Le résultat est la première estimation des types morphologique à un redshift ~ 1 avec des données dans le proche IR et en haute résolution spatiale. Leur figure 15 montre que la fraction des galaxies du type tardif reste très élevée avec plus de 50-60 % alors que les galaxies particulières plafonnent à une fraction de 30 %. Ces résultats sont proches de [Brinchmann et al. \(1998\)](#).

Sur le champ AEGIS, [Lotz et al. \(2008\)](#) présentent l'évolution morphologique dans la bande B au repos pour un échantillon ayant des redshifts compris entre 0.2 et 1.2. La classification non-paramétrique G- M_{20} est utilisée pour un échantillon limité en volume de 3009 galaxies. La fraction de E/S0/Sa évolue de $21 \pm 3\%$ (à $z \sim 1.1$) à 44 % (à $z \sim 0.3$), alors que la fraction des Sb-Pec passe de $64 \pm 6\%$ à $47 \pm 9\%$. Un des problèmes de cette classification est qu'elle ne sépare pas les types E et Sa, de même pour les types Sc et Pec. Ainsi, il est impossible de savoir si ce sont les E ou les Sa, ou les deux, qui ont évolué et dans quelle mesure, de même pour les Sc et Pec.

En définitif, l'évolution morphologique n'est pas statistiquement bien décrite par les diverses études mentionnées. Certes, une claire augmentation des galaxies particulières est visible au détriment des galaxies spirales, mais la fraction de ces dernières n'est pas fiable. Ceci tient à plusieurs raisons. Les premières études ne tiennent pas compte du redshift ([Abraham et al., 1996](#); [van den Bergh et al., 1996](#)) mélangeant ainsi des galaxies de différentes époques. Certaines études ([Huertas-Company et al., 2007](#)) pourvues de mesures de redshift sélectionnent leur échantillon de galaxies avec une magnitude apparente. Sur une grande plage de redshift cela revient à mélanger des galaxies géantes éloignées avec des galaxies naines proches. D'autres études utilisent la bande bleue, et même la bande ultraviolet, au repos pour détecter la morphologie des galaxies alors que cette bande est très sensible à la formation stellaire ([Cassata et al., 2005](#); [Lotz et al., 2008](#)). Cela peut biaiser la classification. Des études utilisent la même bande spectrale pour classer des galaxies qui ont des redshifts très différents ($0.2 < z < 1.4$ [Huertas-Company et al., 2007](#)). Enfin, les méthodes de classification morphologique utilisées sont souvent automatiques

et non-paramétriques, ce qui renforce les incertitudes comme vu précédemment.

L'objectif du projet IMAGES est de corriger ces erreurs de sélection et de classification. Premièrement, la sélection des galaxies est basée sur la masse des galaxies et est représentative de l'époque de l'univers étudié ($z \sim 0.6$). Pour éviter une classification biaisée, une méthode de classification paramétrique utilisant le maximum de contraintes est mise en place. Cela conduit à un échantillon plus petit mais dont l'incertitude est mieux contrôlée. Pour cette classification, les données sont homogènes car la plage de redshift est restreinte ($\Delta z < 0.4$). De plus, les images en bande z sont utilisées pour classer les galaxies. Ces images dans le référentiel au repos des galaxies à redshift ~ 0.6 observent la bande B et V à cause du décalage spectral. Ce point pourrait encore être amélioré en prenant des images en bande J ce qui reviendrait à faire une étude morphologique entre la bande i et z . Enfin, la force de cette classification morphologique est la confirmation par une étude cinématique de la nature des galaxies spirales. Ce dernier point est vu au chapitre III.

2.3 La classification morphologique utilisée sur l'échantillon de galaxies

La méthode de classification utilisée durant mon doctorat suit les travaux de classification instaurés pour les galaxies du programme IMAGES par [Neichel *et al.* \(2008\)](#); [Delgado-Serrano *et al.* \(2010\)](#). Comme l'échantillon du projet IMAGES a une taille de moins de 100 galaxies, une classification paramétrique peut être envisagée. La classification paramétrique demande d'ajuster le profil de luminosité des galaxies avec le logiciel GALFIT pour en déduire le rapport B/T. Ce type de classification est plus fiable que les classifications non-paramétriques pour des galaxies à redshifts intermédiaires qui sont en grande partie des galaxies particulières. De plus, elle décrit plus en détail les propriétés des galaxies. Ayant en plus accès à plusieurs images dans différentes bandes pour chaque galaxie, l'information couleur est prise en compte via des cartes couleurs, $B - z$. Cette classification étant manuelle, chaque étape est vérifiée par trois personnes de mon groupe de travail afin d'estimer le biais humain durant la classification. Après avoir déterminé les quantités utiles à la classification, un algorithme sous la forme d'arbre de décision est suivi pour classer les galaxies dans des classes prédéfinies. Cette algorithme rend moins subjective la classification par un humain.

2.3.1 Les données observationnelles pour la classification

Les données observationnelles pour la photométrie proviennent du projet public GOODS. Ce sont des images HST prises durant le relevé du CDFS avec la caméra ACS. Pour chaque galaxie, des images dans quatre bandes sont disponibles, la bande B (435 nm), V (606 nm), i (775 nm), et z (850 nm) (voir figure 2.11). Les temps de pose vont de cinq heures pour la bande z à 1.5-2 heures pour les autres bandes. Cet écart de temps de pose s'explique par le fait que la bande z détecte des étoiles moins lumineuses. Ces temps de pose permettent de détecter des objets ponctuels jusqu'à la magnitude 26. Bien que le HST n'ait qu'une surface collectrice d'un diamètre de 2.4 mètres comparés aux 8 mètres du VLT, sa position hors de l'atmosphère est irremplaçable pour l'étude morphologique en fournissant des images d'une résolution de l'ordre de 0.1 arcsec en bande z .

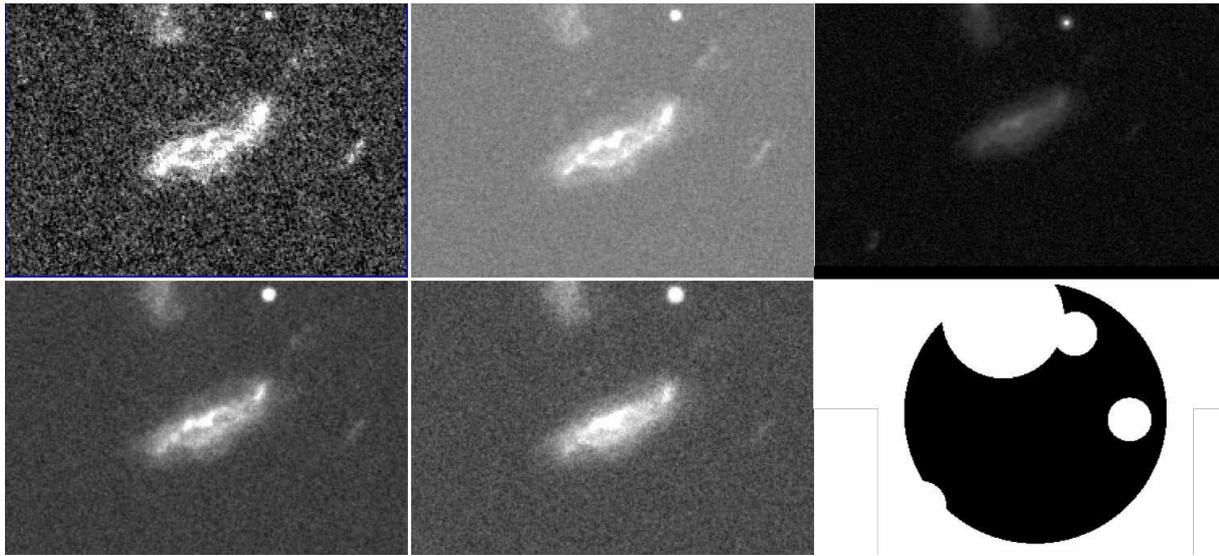


FIGURE 2.11 – De haut en bas et de gauche au milieu, images dans la bande B, V, i et z faites avec la caméra HST/ACS de la galaxie J033236.52-275006.4 située à $z = 0.689$. Les zones de formation stellaire qui suivent les bras spiraux se distinguent mieux avec la bande B. En haut à droite, carte du S/B. Le point blanc ayant un fort S/N est une étoile. En bas à droite, carte du masque de la galaxie, la zone noire est conservée, les zones blanches sont rejetées.

Par la suite, les images en bande z servent à calculer les propriétés morphologiques des galaxies comme le profil de luminosité. Deux cartes sont déduites de l'image en bande z : (1) une carte du S/B qui est la racine carrée du signal en supposant un bruit uniquement poissonien, $S/B = S/\sqrt{S} = \sqrt{S}$; cette carte sert de pondération lors de l'ajustement des profils de luminosité, (2) une carte qui sert de masque afin de cacher les sources proches de la galaxie qui pourraient perturber l'ajustement du profil de luminosité ou le calcul de la photométrie. Le masque doit être suffisamment grand pour ne pas perdre de signal sur les bords de la galaxie, et pour permettre une bonne estimation du signal provenant du ciel (voir figure 2.11 pour un exemple de ces deux types de cartes).

2.3.2 Les critères de la classification

Le rayon contenant la moitié de la lumière

Un des indices morphologiques les plus connus et utilisés est le rayon contenant la moitié de la lumière, ou plus précisément l'isophote qui délimite la zone contenant la moitié de la lumière d'un objet, noté par la suite r_e . Lorsque l'objet a une géométrie circulaire, les isophotes sont des cercles et le terme de rayon est justifié. Dans le cas général, les isophotes sont des ellipses, et le rayon contenant la moitié de la lumière correspond au demi-grand axe de l'ellipse contenant la moitié de la lumière. Pour calculer ce rayon pour une galaxie, des ellipses concentriques de plus en plus grandes suivant la forme de la galaxie sont générées autour du centre de la galaxie. Ainsi, le profil de lumière cumulatif est calculé. La lumière contenue dans les isophotes provient de la galaxie, du bruit en moyenne nul et aussi du fond de ciel. Lorsque les isophotes dépassent les limites de la galaxie, le profil de lumière continue d'augmenter à cause du fond de ciel. Il faut donc au préalable estimer le fond de ciel pour le soustraire afin que le profil de lumière cumulatif

tende vers la lumière totale de la galaxie. Il ne reste alors qu'à déterminer quelle ellipse contient la moitié de la lumière totale et d'en prendre son demi-grand axe. En plus du rayon contenant la moitié de la lumière, cette méthode fournit la lumière totale, le profil de luminosité de la galaxie et la brillance de surface par rapport à la distance au centre de la galaxie. Un exemple complet est proposé par la figure 2.12.

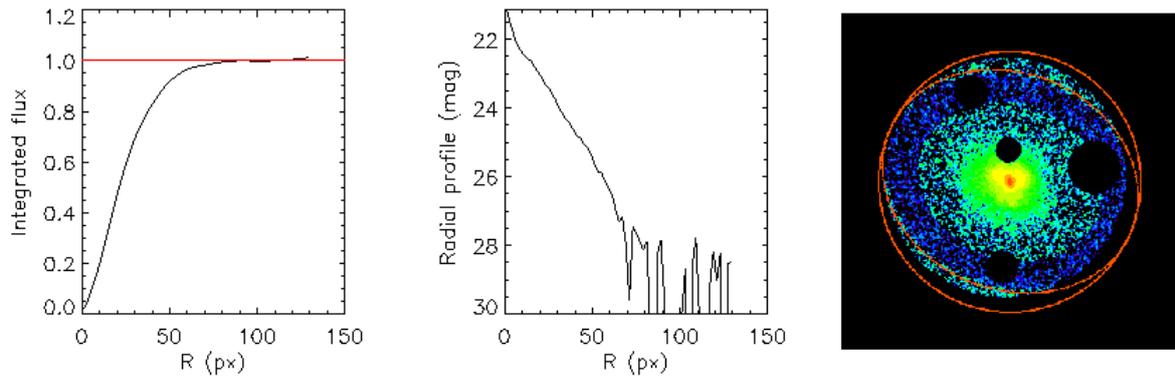


FIGURE 2.12 – Exemple de calcul du rayon contenant la moitié de la lumière pour une galaxie de l'échantillon, $J033232.58-275053.9$, avec pour données observationnelles son image dans la bande z . A gauche, se trouve le profil de lumière qui plafonne vers la limite normalisée de 1, représentée par le trait rouge. Au milieu est tracée la brillance de surface en fonction du rayon. A partir d'une distance de 70 pixels, le bruit domine. A droite est l'image en fausses couleurs de la galaxie. La zone en bleu foncé représente la partie de l'image servant à déterminer la valeur moyenne du fond de ciel. Sa forme montre l'ellipticité de la galaxie paramétrée par l'utilisateur.

Pour le calcul du rayon contenant la moitié de la lumière, deux propriétés de la galaxie doivent être déterminées manuellement : l'inclinaison et l'angle principal pour définir la forme des isophotes. De plus, la zone de l'image qui servira à déterminer le fond de ciel est choisie manuellement. Le critère de qualité pour une bonne mesure du rayon contenant la moitié de la lumière est la présence d'un palier pour le profil de luminosité cumulatif qui dénote une bonne estimation du fond de ciel.

Le rayon contenant la moitié de la lumière sert à détecter les galaxies compactes. A des redshifts de 0.7, une taille de 1 kpc correspond à une distance angulaire de 0.14 arcsec correspondant à la résolution du HST. Si le rayon de moitié de lumière est inférieur à 1 kpc, la galaxie est classée comme compacte ; il est impossible d'en faire une étude morphologique.

Les cartes couleurs

Pour l'étude morphologique, j'ai créé des cartes couleurs, $B - z$, pour chaque galaxie suivant les travaux de [Zheng et al. \(2004\)](#). Cette étude a démontré que même pour des pixels de faibles S/B pour les images, l'information couleur pouvait être pertinente. Ainsi pour chaque pixel, le S/B de la carte couleur est calculé en prenant en compte le S/B et l'intensité des pixels dans les deux bandes. Seules les galaxies ayant un S/B dépassant quatre sont gardées.

Ces cartes couleurs sont construites afin de repérer les zones de formation stellaire et de différencier un bulbe rouge typique d'une galaxie spirale d'un centre en formation stellaire pouvant correspondre à l'étape finale d'une fusion. Au redshift moyen de l'échantillon (0.68), la bande

bleue collecte des photons dans l’UV de longueur d’onde 260 nm, tandis que la bande z récupère des photons de longueur d’onde 500 nm dans le bleu. Les cartes couleurs correspondent à des cartes UV-B dans le référentiel au repos des galaxies de l’échantillon (voir figure 2.13). La dispersion en redshift d’une valeur de 0.1 ne change pas de beaucoup les couleurs mesurées.

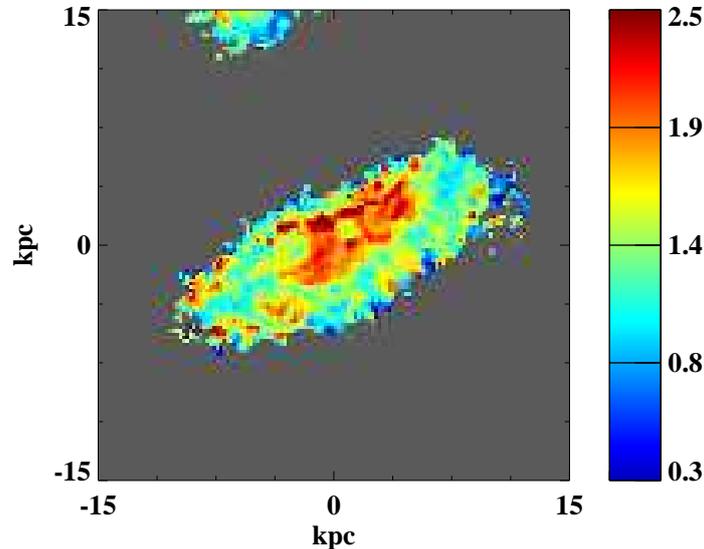


FIGURE 2.13 – Carte couleur de la galaxie *J033236.52-275006.4*. Un lissage gaussien d’une taille de deux pixels a été appliqué pour la clarté de la carte.

Les profils de luminosité

L’étape la plus subjective de cette classification morphologique est l’ajustement des profils de luminosité par le logiciel GALFIT. L’objectif est d’ajuster un profil de luminosité pour chaque galaxie en supposant qu’elle soit constituée d’un bulbe ayant un profil de Sérsic et d’un disque ayant un profil exponentiel. La qualité de l’ajustement se vérifie avec la carte des résidus. Il ne doit rester que du bruit ou des structures irrégulières, telles que des bras spiraux ou des zones de formation stellaire (voir figure 2.14). Un ajustement pour lequel tous les paramètres (> 10) sont laissés libres, fournit souvent un résultat incohérent : bulbe plus grand que le disque, indice de Sérsic de 20, rayon effectif de 0.001 kpc, etc. Il revient à l’utilisateur de contraindre certains paramètres tels que le centre des composantes des galaxies, ou l’indice de Sérsic afin d’obtenir un ajustement réaliste.

La supposition qu’une galaxie ait deux composantes peut se révéler fausse. Avant d’utiliser GALFIT, le profil de luminosité à une dimension est calculé pour estimer le nombre de composantes. Une galaxie ayant deux composantes se reconnaît au changement de pente vers le centre de son profil de luminosité montrant le passage d’un profil exponentiel du disque à un profil de de Vaucouleurs du bulbe. Un profil de disque se caractérise par une droite, alors qu’un bulbe avec un indice de Sérsic supérieur à 1 correspond à une courbe plus pentu (voir figure 2.15). En plus d’indiquer le nombre de composantes, la comparaison du profil 1D de l’image avec le modèle permet de vérifier la cohérence du modèle.

Pour créer ce profil à une dimension, j’ai sélectionné une bande d’une longueur d’une centaine

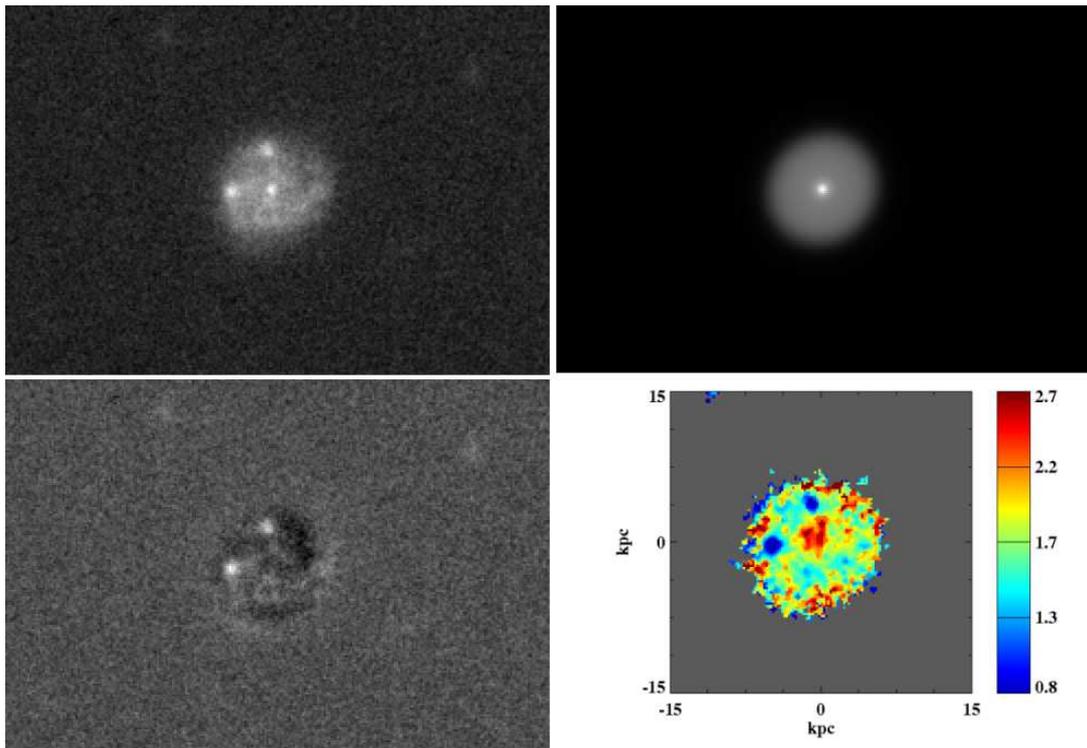


FIGURE 2.14 – Description de l’ajustement du profil de luminosité de la galaxie J033222.59-275232.0 avec sa carte couleur. De haut en bas et de gauche à droite, image en bande z, image du modèle, image des résidus et carte couleur. Bien que l’image des résidus ne soit pas seulement dominée par le bruit, l’ajustement est réussi car le bulbe rouge et le disque ont disparu, seules restent visibles les deux zones de formation stellaire bleues et les bras spiraux.

de pixels et d’une largeur de cinq pixels le long du grand axe ainsi que le long du petit axe de la galaxie et de son modèle. Puis j’ai tracé le profil 1D en moyennant la valeur sur les cinq pixels. Pour le modèle, la valeur du fond de ciel doit être rajoutée pour éviter un décalage dans les ailes du profil là où le fond de ciel domine.

2.3.3 Les différents types de galaxies

Dans la classification utilisée, il y a huit types morphologiques : Compact (C), Elliptique (E), Lenticulaire (S0), Spiral (S), Peculiar Merger (Pec/M), Peculiar Irregular (Pec/Irr), Peculiar Tadpole (Pec/T), Merger (M). Les cinq dernières classes constituent l’unique catégorie des galaxies particulières dans la séquence de Hubble.

1. Les **elliptiques**, **S0** et **spiraux** ont les mêmes propriétés morphologiques que les galaxies locales qui leur servent de modèles : un disque bleu avec un bulbe rouge pour les spirales, une forme ronde ou elliptique et une population d’étoiles vieilles et rouges pour les E et S0 (voir figure 2.14). Le rapport B/T sert de critère pour différencier ces trois types morphologiques (voir figure 2.16).
2. Les galaxies particulières forment un second groupe de type morphologique. Les **peculiar irregular** peuvent être considérées comme la catégorie constituée de galaxies sans caractéristique morphologique. Les **peculiar tadpole** ont pour caractéristiques un bulbe

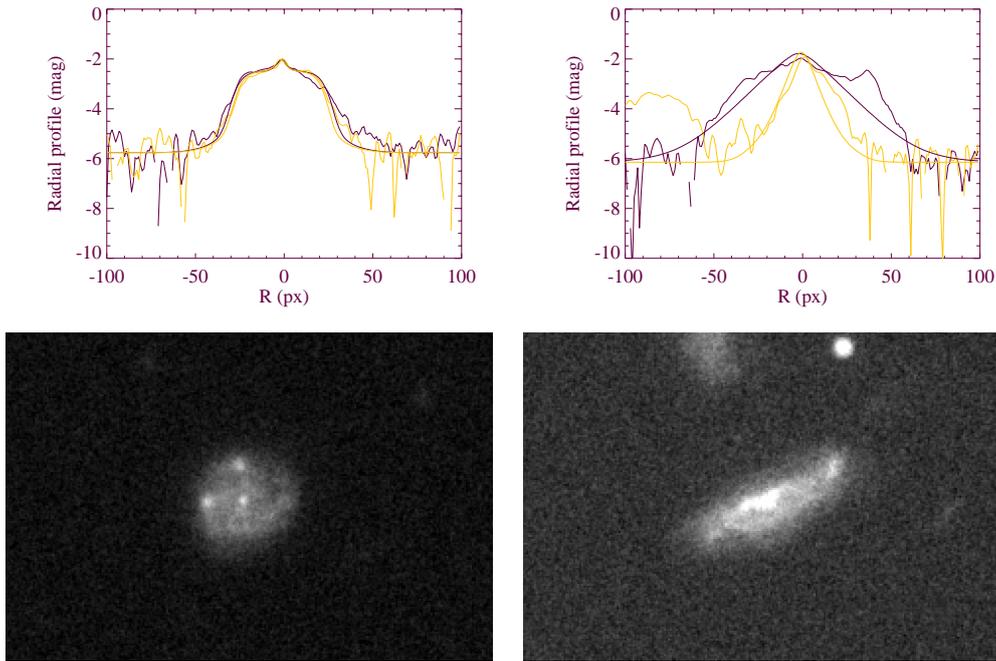


FIGURE 2.15 – En haut, profil 1D de deux galaxies de l'échantillon de galaxie. A gauche se situe le graphique pour la galaxie J033222.59-275232.0, à droite celui de la galaxie J033236.52-275006.4. Les courbes violettes correspondent au profil de luminosité 1D du modèle et de l'observation suivant le grand axe, tandis que les courbes jaunes correspondent au petit axe. En bas, images en bande z des deux galaxies.

généralement bleu décalé du centre et une queue de marée à l'opposé. Enfin, les **peculiar merger** sont des galaxies supposées en fusion avec deux composantes bien identifiables. On peut les reconnaître à la forme du bulbe non circulaire ou à des bras non spiraux.

3. Le type **compact** regroupe les galaxies qui ont un rayon contenant la moitié de la lumière inférieur à 1 kpc, empêchant ainsi de faire leur étude morphologique.

2.3.4 L'arbre de décision de la classification

Un arbre de décision a été mis en place pour classer les galaxies d'une manière plus objective, quasi-automatique (voir figure 2.16). Le premier critère utilisé est la compacité de la galaxie qui définit s'il est possible de faire une étude morphologique de la galaxie.

Le second critère est l'ajustement des profils de luminosité en bande z . Beaucoup de profils de galaxies ne s'ajustent pas par GALFIT. Pour ces galaxies, si leur morphologie montre deux composantes de couleurs différentes, alors le type Pec/M est assigné à la galaxie. S'il y a la présence d'une queue et d'un bulbe décalé, c'est une Pec/T. Enfin, s'il n'y a pas de signe morphologique reconnaissable, c'est une Pec/Irr.

Dans le cas où GALFIT réussit son ajustement, le rapport B/T est utilisé pour classer les galaxies. Pour un rapport B/T compris entre 0 et 1 et un bulbe rouge entouré d'un disque bleu, la galaxie est de type E ($0.8 < B/T < 1$), S0 ($0.5 < B/T < 0.8$) ou S ($B/T < 0.5$). Dans le cas contraire, la galaxie est classée dans la catégorie Pec/Irr. Si le rapport B/T sort de l'intervalle compris entre 0 et 1 avec en plus une queue et un bulbe décalé, la galaxie est une Pec/T, sinon

c'est une Pec/Irr.

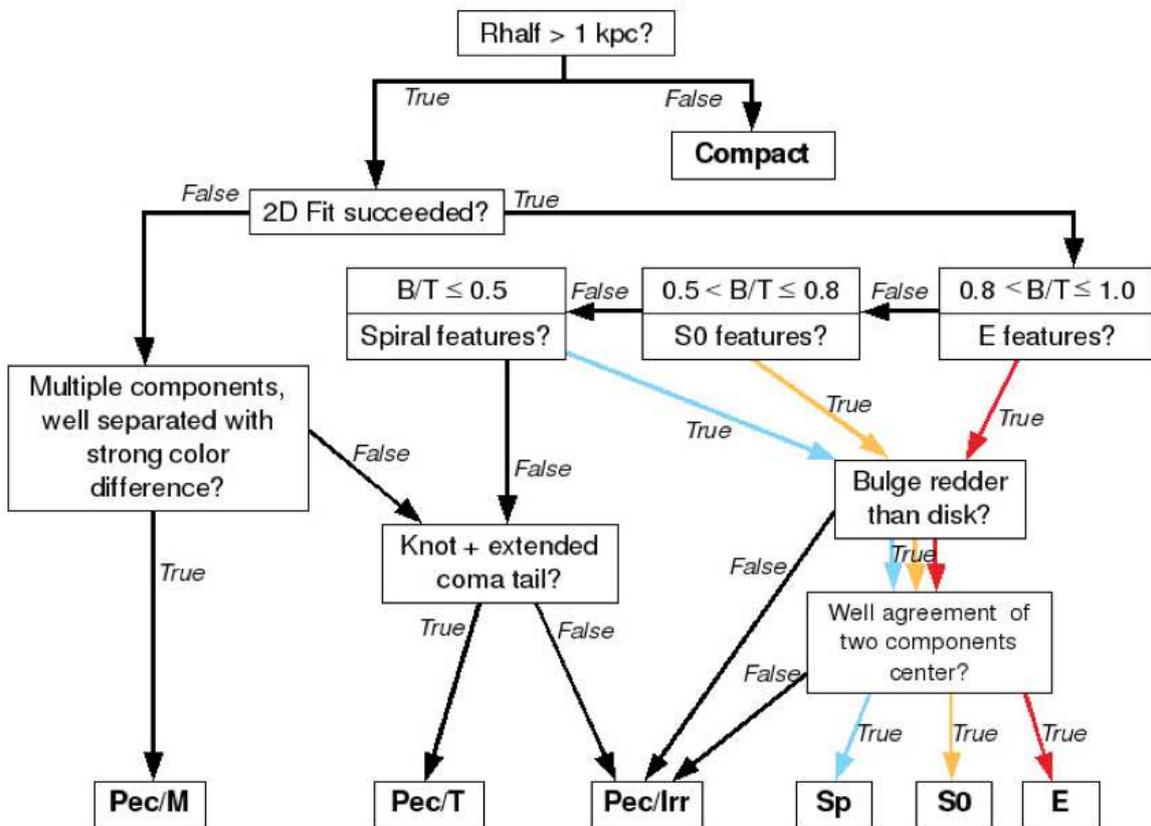


FIGURE 2.16 – Arbre de décision, algorithme pour la classification morphologique (Delgado-Serrano et al., 2010).

2.4 Résultats

2.4.1 Classification morphologique de l'échantillon

Je résume les principales caractéristiques des 12 galaxies de l'échantillon. Dans le tableau 3.2, chaque galaxie est reliée à son type morphologique. La figure 2.17 expose l'image couleur, l'image dans la bande z et le profil 1D de chaque galaxie. Sur les 12 galaxies, aucune n'est compacte. Le rayon effectif minimal vaut 1.48 kpc, le rayon maximal vaut 6.91 kpc, la moyenne est de 3.48 kpc avec un écart type de 1.90 kpc.

J033205.09-274514.0 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.762$ et un $r_e = 1.73$ kpc, il n'y a pas de bulbe visible sur le profil 1D. De plus, son centre, asymétrique et d'une magnitude plus bleu que le disque, crée un pic dans la carte des résidus. Cela peut s'expliquer par une zone de formation stellaire faiblement décentrée. Son absence de bulbe et son centre bleu font de cette galaxie une Pec/Irr.

J033214.48-274320.1 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.546$ et un $r_e = 1.89$ kpc, de même que J033205.09-274514.0, absence de bulbe dans le profil 1D, centre asymétrique bleu créant un pic dans l'image des résidus. Elle se classe parmi les Pec/Irr.

J033215.88-274723.1 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.896$ et un $r_e = 5.36$ kpc, le r_e montre une galaxie dont la luminosité est très étendue. La présence d'un bulbe au centre n'est pas claire. Le pic de luminosité est bien dans une zone rouge mais décentré. Il semble y avoir deux structures formant des étoiles ressemblant à des queues de marée. Cette galaxie pourrait être la phase finale d'une fusion majeure lorsque les deux centres fusionnent. Ne pouvant distinguer les deux centres, elle est classée dans les Pec/Irr

J033220.83-275025.8 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.546$ et un $r_e = 2.36$ kpc, et ayant un profil de luminosité 1D presque plat puis chutant brutalement. Son ajustement par GALFIT échoue complètement. Morphologie chaotique sans bulbe de même pour la carte couleur. Cette galaxie se classe parmi les Pec/Irr.

J033222.59-275232.0 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.762$ et un $r_e = 4.12$ kpc, grande galaxie circulaire avec la présence d'un centre rouge qui crée dans le profil de luminosité 1D un pic. Ajustement bulbe+disque réussi pour GALFIT donnant un rapport B/T = 0.034. Cependant, le profil du disque n'est pas exponentiel, son indice de Sérsic vaut 0.12 au lieu de 1. Cela se voit par le plat du profil de luminosité en 1D. Deux surdensités bleues sont visibles dans le disque et reliées au centre par des bras spiraux. Ce sont des zones de formation stellaire. Cette galaxie est classée parmi les spirales.

J033227.57-274331.4 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.739$ et un $r_e = 6.35$ kpc, la forme allongée de cette galaxie peut être due à la présence d'une barre géante avec à ses bords deux zones de formation stellaire ressemblant à des débuts de bras spiraux. Le profil de luminosité 1D ne révèle pas la présence d'un bulbe ni la carte couleur qui est largement bleue. Elle se classe parmi les Pec/Irr.

J033232.58-275053.9 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.670$ et un $r_e = 4.39$ kpc, le profil de luminosité 1D montre un changement de pente au centre de la galaxie. GALFIT réussit à ajuster un bulbe et un disque en déduisant un rapport B/T = 0.38. Cependant si l'indice de Sérsic du bulbe est proche d'un profil de de Vaucouleurs avec la valeur de 4.7, le disque a quant à lui un indice de 0.34 au lieu de 1. La carte des résidus montre trois bras spiraux résultant sûrement de l'interaction avec un petit compagnon situé au nord-ouest de J033232.58-275053.9. Le bulbe a une couleur bleue. La galaxie est donc classée parmi les Pec/Irr.

J033232.72-274859.5 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.670$ et un $r_e = 2.22$ kpc, galaxie symétrique ne montrant pas clairement un bulbe dans son profil de luminosité 1D. Centre bleu connaissant une forte formation stellaire. Les résidus de l'ajustement laissent une sorte de queue de marée au nord-est de la galaxie et montrent un centre non symétrique. Cette galaxie est une Pec/Irr

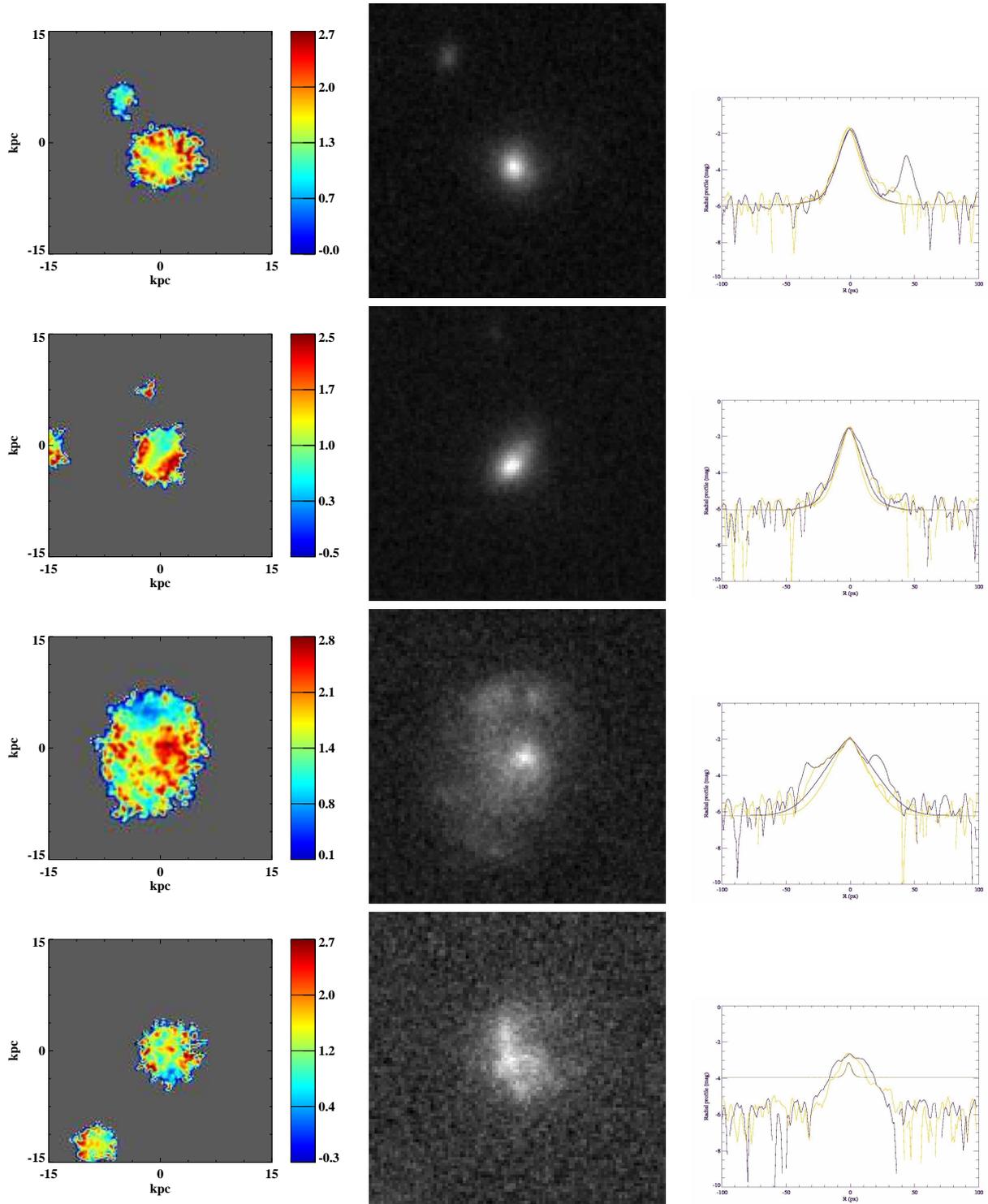


FIGURE 2.17 – Cartes couleurs (à gauche), images en bande z (au milieu) et profils 1D (à droite) des galaxies J033205.09-274514.0, J033214.48-274320.1, J033215.88-274723.1 et J033220.83-275025.8.

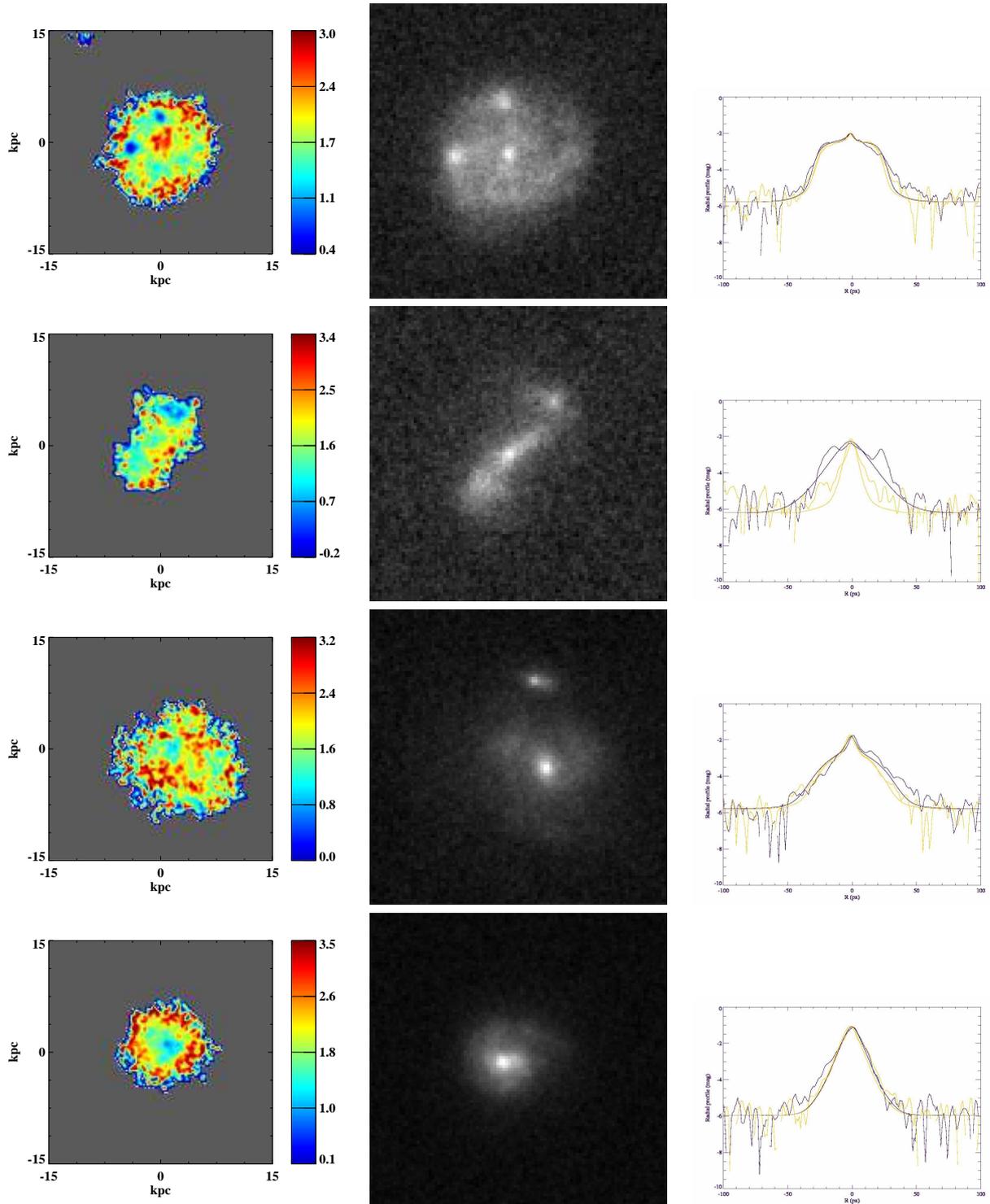


FIGURE 2.18 – Cartes couleurs (à gauche), images en bande z (au milieu) et profils 1D (à droite) des galaxies $J033222.59-275232.0$, $J033227.57-274331.4$, $J033232.58-275053.9$ et $J033232.72-274859.5$.

J033234.91-274501.9 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.666$ et un $r_e = 3.0$ kpc, galaxie ronde ne montrant pas clairement de bulbe dans le profil de luminosité 1D mais ayant une couleur rouge au centre. L’ajustement par GALFIT est bon, ne laissant pas de structure apparente. Cette galaxie est classée parmi les Spirales.

J033236.52-275006.4 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.689$ et un $r_e = 6.91$ kpc, elle montre un centre rouge et allongé sans forme précise. L’ajustement de GALFIT échoue pour le centre et le disque. Cette galaxie semble avoir un anneau déformé connaissant une formation stellaire. Cette galaxie se classe parmi les Pec/Irr.

J033243.59-274804.7 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.736$ et un $r_e = 1.91$ kpc, elle montre une petite taille et un centre bleu entouré de zones bleues et rouges. Pas de présence de bulbe et un ajustement qui laisse des résidus au centre. Elle ressemble aux galaxies J033205.09-274514.0 et J033214.48-274320.1, elle se classe parmi les Pec/Irr.

J033248.88-274752.9 : Galaxie ayant un redshift $z = 0.567$ et un $r_e = 1.48$ kpc, galaxie compacte avec un centre très bleu, échec de l’ajustement GALFIT. Cette galaxie se classe parmi les Pec/Irr.

Au final, la description de chaque cas illustre le fait que mes choix pour classer les galaxies sont dictés par l’arbre de décision. Il paraît possible d’envisager une automatisation de cette partie de la classification. Les parties qui restent manuelles sont l’ajustement par GALFIT et le calcul du rayon effectif.

TABLE 2.2 – *Propriétés morphologiques des galaxies de l’échantillon. De gauche à droite : nom, type morphologique, rayon contenant la moitié de luminosité (kpc), inclinaison et angle principal tous deux en degré, bande spectrale utilisée pour l’observation.*

Nom	Type morphologique	r_e	Inc	PA	Bande
J033205.09-274514.0	Pec/Irr	1.73	29	36	LR06
J033214.48-274320.1	Pec/Irr	1.89	56	-44	LR05
J033215.88-274723.1	Pec/Irr	5.36	52	-16	LR06
J033220.83-275025.8	Pec/Irr	2.36	20	10	LR05
J033222.59-275232.0	Spiral	4.12	25	-44	LR06
J033227.57-274331.4	Pec/Irr	6.35	80	-42	LR06
J033232.58-275053.9	Pec/Irr	4.39	34	67	LR05
J033232.72-274859.5	Pec/Irr	2.22	18	89	LR05
J033234.91-274501.9	Spiral	3.00	32	-30	LR05
J033236.52-275006.4	Pec/Irr	6.91	72	-64	LR05
J033243.59-274804.7	Pec/Irr	1.91	27	67	LR05
J033248.88-274752.9	Pec/Irr	1.48	52	-60	LR05

2.4.2 Comparaison avec le diagramme de Hubble à $z = 0.6$

Delgado-Serrano *et al.* (2010) définissent le diagramme de Hubble à $z \sim 0.6$ et montrent que

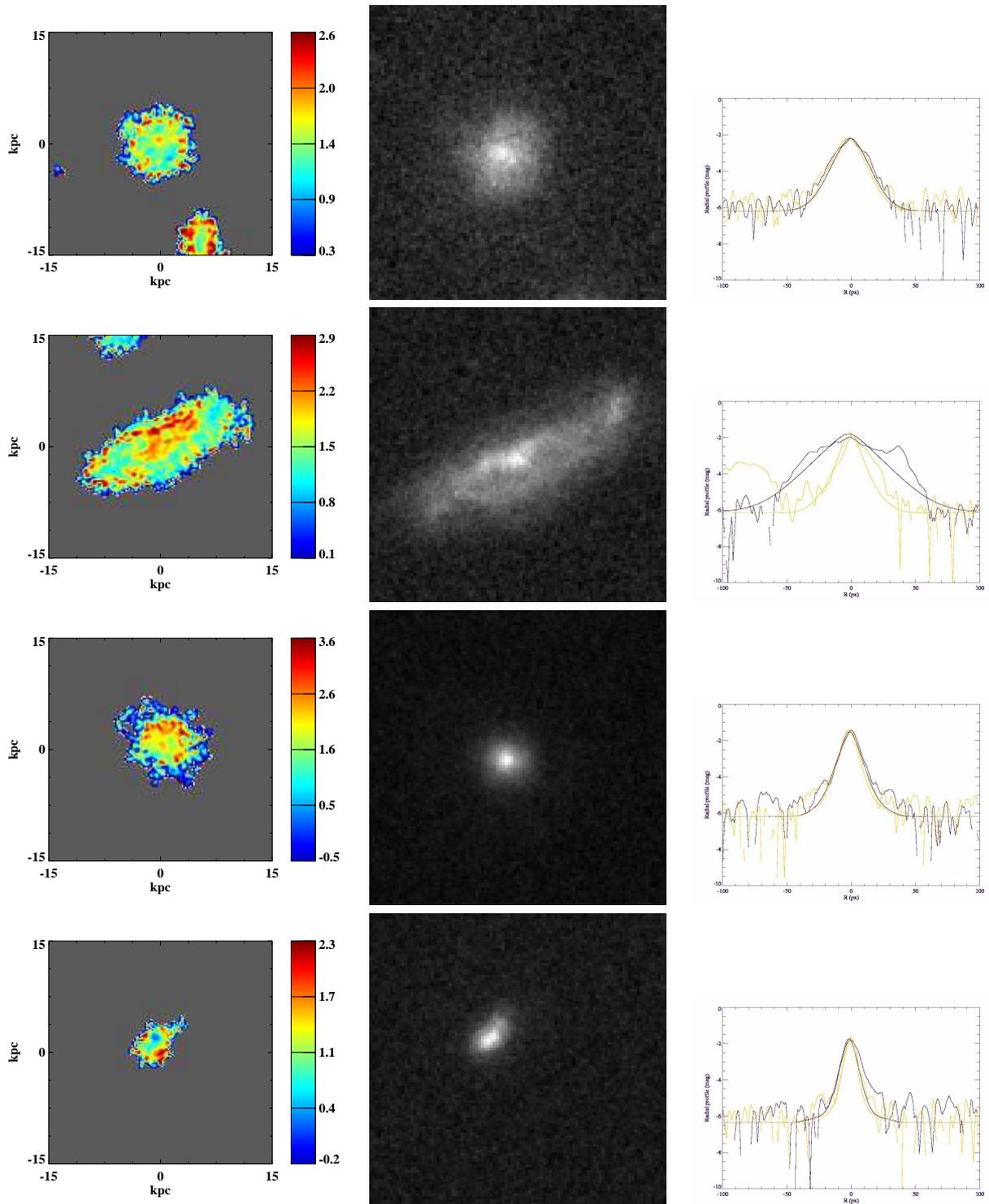


FIGURE 2.19 – Cartes couleurs (à gauche), images en bande z (au milieu) et profils 1D (à droite) des galaxies $J033234.91-274501.9$, $J033236.52-275006.4$, $J033243.59-274804.7$ et $J033248.88-274752.9$.

les quatre types de galaxie définis par [Hubble \(1936\)](#) existent déjà à cette époque, mais dans des proportions différentes. Bien que ce résultat ait déjà été rencontré dans des études précédentes ([Brinchmann et al., 1998](#); [van den Bergh, 2001](#); [Cassata et al., 2005](#); [Huertas-Company et al., 2007](#); [Lotz et al., 2008](#)), l’apport de cette étude vient du soin qui a été pris pour sélectionner des galaxies de masse intermédiaire dans un intervalle de redshift restreint et de la manière détaillée et sans biais de les classer. En effet les anciennes classifications ont été effectuées visuellement ou par classifications non paramétriques. Elles avaient toujours un problème concernant leur critère de sélection ou leur manière de classer les galaxies (voir 2.2.6).

D’après [Delgado-Serrano et al. \(2010\)](#), à $z \sim 0.6$, les galaxies spirales ne représentent que 31 % des galaxies de masse intermédiaire en comparaison de 72 % dans l’univers proche. Au contraire, les galaxies particulières, peu nombreuses à $z = 0$ ($\sim 10\%$), sont présentes à plus de 50 % à redshifts intermédiaires. Seul le tandem elliptique-lenticulaire semble ne pas avoir changé de proportions, proche des 20 % (voir figure 2.20).

Concernant l’échantillon des huit galaxies étudiées, il y a 0 E/S0 (0 %), 1 galaxies spirales (12.5 %) et 7 galaxies particulières (87.5 %) (voir tableau 2.3). L’absence de E/S0 est attendue car les galaxies ont été sélectionnées pour avoir des raies d’émission fortes, donc une forte formation stellaire, excluant de fait ces galaxies. La classification par type morphologique ne porte alors que sur le sous-ensemble des galaxies spirales ou particulières. Cet ensemble représenterait 83 % des galaxies à redshifts intermédiaires. La proportion de galaxies pour un échantillon de 8 galaxies vaut donc $37 \pm 17\%$ pour les spirales et $63 \pm 17\%$ pour les galaxies particulières. Les résultats sont alors en accord avec les travaux de [Delgado-Serrano et al. \(2010\)](#) à 1.4σ . Le résultat le plus probable aurait été 3 galaxies spirales avec un fraction de 37.5 % et 5 galaxies particulières avec une fraction de 62.5 %. Ce décalage statistique peut provenir de la sélection de l’échantillon qui autorise des redshifts plus élevés par rapport à ceux d’IMAGES.

TABLE 2.3 – *Résultats statistiques des fractions des types morphologiques pour différents échantillons. Le premier échantillon est celui du projet IMAGES avec 63 galaxies. Le second est un sous-échantillon du projet IMAGES en ne gardant que les galaxies ayant une $EW([OII]) > 15 \text{ \AA}$. Enfin le troisième échantillon est celui de ma thèse comprenant les huit galaxies observées avec la configuration LR05.*

Echantillon (nombre)	E/S0	Spiral	Peculiar
IMAGES (63)	17 %	31 %	52 %
IMAGES $EW([OII]) > 15 \text{ \AA}$ (52)	0 %	37 %	63 %
Thèse $EW([OII]) > 15 \text{ \AA}$ (8)	0 %	12.5 %	87.5 %

2.4.3 Critiques et conséquences de la classification morphologique

Dans ce chapitre, j’ai présenté une méthode de classification développée par mon équipe de recherche pour des galaxies à redshifts intermédiaires. Ses caractéristiques sont d’utiliser un échantillon de taille moyenne de galaxies (< 100 galaxies) ayant une masse intermédiaire ($> 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$) et de privilégier une méthode de classification paramétrique manuelle combinée à des cartes couleurs. Le caractère manuel de cette classification requiert beaucoup plus de temps qu’une méthode automatique, non paramétrique, laquelle a tendance à surestimer les galaxies

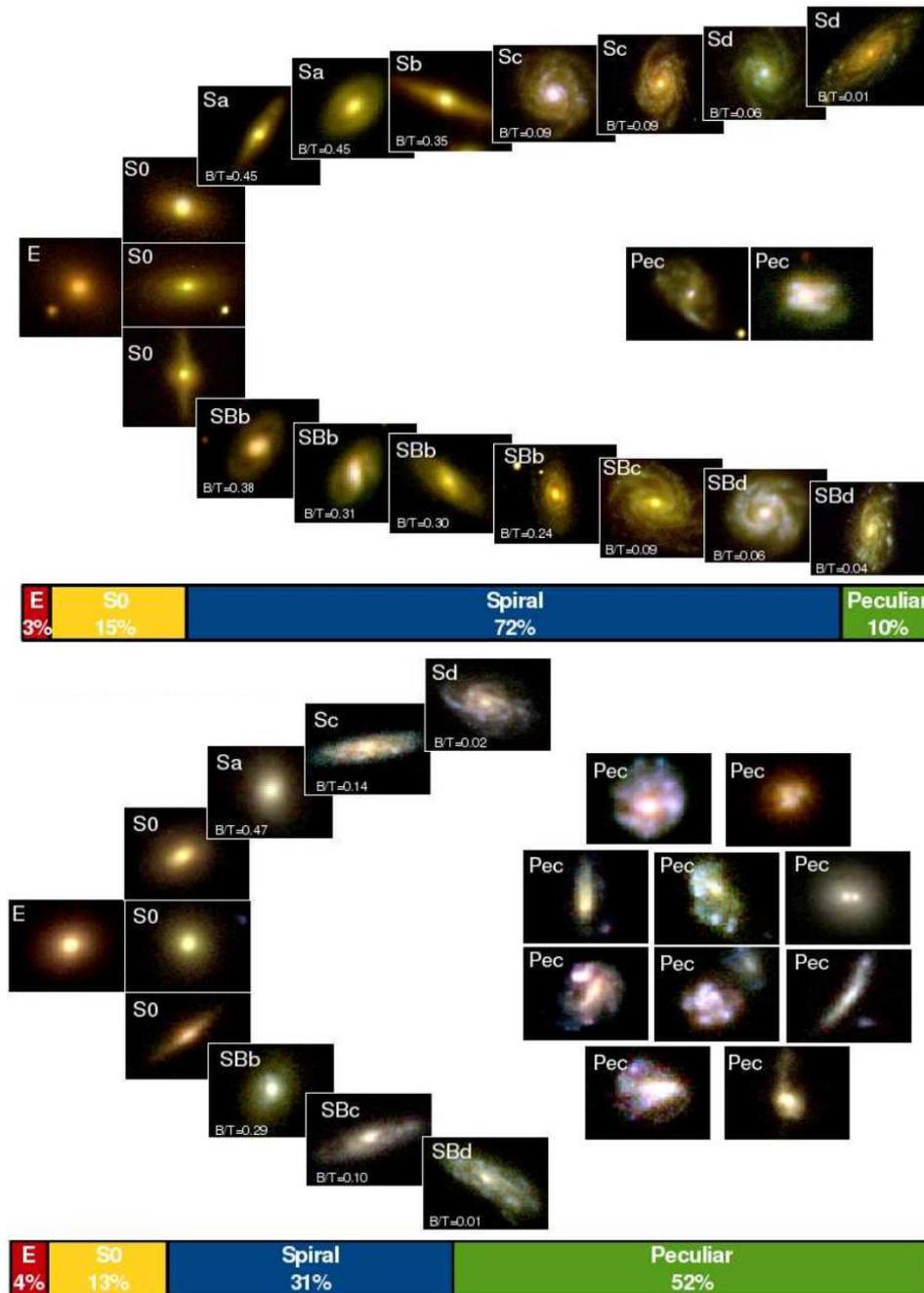


FIGURE 2.20 – Comparaison des séquences de Hubble pour l'univers Local et pour l'univers à redshift intermédiaire (Delgado-Serrano et al., 2010). En haut, la séquence de Hubble dans l'univers proche. La proportion de galaxies particulières est de 10% et non de 3% comme dans la classification de Hubble (Hubble, 1926). Cela s'explique par l'utilisation des cartes couleurs. En bas, la séquence de Hubble à redshift intermédiaire : les différents types morphologiques se retrouvent mais les proportions ont changé. Les galaxies particulières prennent une place prépondérante (52%).

spirales en les confondant avec des galaxies particulières (Neichel *et al.*, 2008). En revanche, elle est plus fiable pour classer les galaxies particulières qui prennent une place importante à des redshifts intermédiaires. Les défauts de cette méthode sont le biais humain et le temps requis pour ajuster les profils de luminosité. Cependant, la subjectivité humaine est contrôlée par l'emploi de plusieurs personnes dédiées à la classification morphologique et par la mise en place d'un arbre de décision fournissant un algorithme quasi-automatique pour choisir la classe morphologique. En plus de la méthode de classification, la méthode de sélection basée sur la magnitude absolue en bande J dans le référentiel au repos ($M_J < -20.3$) est une des méthodes les plus sûres pour avoir un échantillon représentatif et ne pas être pollué par des galaxies naines à forte formation stellaire. En effet, cette sélection n'est pas sensible aux populations en formation stellaire mais aux populations reflétant la majeure partie de la masse de la galaxie. De plus, elle n'est pas affectée par la k -correction morphologique car elle se place dans le référentiel au repos de la galaxie.

Le résultat qui ressort de ce travail, (Neichel *et al.*, 2008; Delgado-Serrano *et al.*, 2010) et mon travail de doctorat, est un réajustement des proportions des classes morphologiques. Bien que les études faites sur le HDF ou d'autres champs profonds (Abraham *et al.*, 1996; van den Bergh *et al.*, 1996, 2000; van den Bergh, 2001; Brinchmann *et al.*, 1998) ont montré une hausse en proportion des galaxies particulières, ces dernières plafonnaient à une fraction $\sim 30\%$ (Brinchmann *et al.*, 1998). Delgado-Serrano *et al.* (2010) montrent que la fraction est $\sim 52\%$ ce qui se retrouve avec l'échantillon ayant un plus petit effectif, dans ma thèse. Ils montrent aussi que la fraction des galaxies elliptiques stagne et donc que la fraction des galaxies spirales diminue.

Cette hausse des galaxies particulières soulève deux questions sur l'évolution des galaxies. Quel est le mécanisme responsable des ces types morphologiques, accréation de gaz, fusion mineure, fusion majeure? Que sont devenues les galaxies particulières dans l'univers local? Afin d'avancer sur ces questions, le chapitre suivant traite de l'aspect cinématique des galaxies qui fournit des contraintes sur les mécanismes induisant les galaxies particulières. Le travail sur le lien entre galaxies à redshifts intermédiaires et galaxies proches est ensuite exposé au chapitre quatre. Ce travail s'appuie, en plus des observations, sur des simulations numériques. La galaxie M31 sur laquelle j'ai travaillé est le sujet de cette étude. L'objectif de ce travail est de montrer que la galaxie d'Andromède a été une galaxie particulière dans le passé due à une fusion majeure, laquelle a évolué en la galaxie spirale voisine de la Voie Lactée, la galaxie d'Andromède.

Chapitre 3

Etude cinématique de 12 galaxies dans IMAGES

Sommaire

3.1 Les deux modèles de cinématique dans l'univers proche	90
3.1.1 La cinématique des galaxies elliptiques	90
3.1.2 La cinématique des galaxies spirales	90
3.2 Techniques de mesure de la cinématique interne d'une galaxie . . .	93
3.2.1 Fente Longue	93
3.2.2 Champs de vitesse dans l'univers proche	94
3.2.3 A grand redshift : la spectrographie à intégrale de champ	95
3.2.4 Le spectrographe FLAMES/GIRAFFE	96
3.3 Création des champs de vitesse et de dispersion avec les données GIRAFFE	98
3.3.1 Traitement des spectres	98
3.3.2 Cartes de vitesse, de dispersion et de S/B	100
3.4 Classification cinématique	101
3.4.1 Modélisation de champs de vitesse en rotation	101
3.4.2 Les classes cinématiques	103
3.4.3 Comparaison avec d'autres études de classification cinématique	105
3.5 Résultat	107
3.5.1 Classification cinématique de l'échantillon	107
3.5.2 Comparaison des classifications morphologiques et cinématiques	110
3.5.3 Comparaison avec les autres relevés 3D	112

A la suite de l'étude morphologique de l'échantillon de 12 galaxies, ce chapitre traite de l'étude cinématique de ces galaxies.

La seule mesure cinématique accessible d'une galaxie est sa vitesse radiale, le long de la ligne de visée dans le référentiel terrestre, les mouvements propres étant inobservables pour ces galaxies. On mesure alors les décalages par effet Doppler de raies spectrales de régions d'une galaxie pour en déduire la vitesse radiale. La technique de la fente longue a été la première adaptée pour des observations cinématiques dans l'univers proche dans le cas de galaxies spirales. D'autres techniques plus poussées telles que le Fabry-Pérot ou l'IFS (Integral Field Spectrograph - la spectrographie à intégrale de champ) sont aussi exposées.

Durant ma thèse, j’ai étudié la cinématique de 12 galaxies en utilisant le spectrographe à intégrale de champ, FLAMES/GIRAFFE. A partir de ces données, j’en ai déduit des champs de vitesse et de dispersion. Les propriétés de ces champs servent à classer les galaxies en trois classes cinématiques après comparaison avec un modèle de galaxie en rotation pur. Les résultats obtenus sur la classification cinématique et sa comparaison avec la classification morphologique sont exposés à la fin de ce chapitre.

3.1 Les deux modèles de cinématique dans l’univers proche

A l’instar des études morphologiques, la cinématique des galaxies connaît aussi deux classes majeures : les galaxies ayant une cinématique dominée par la dispersion de vitesse que sont les galaxies elliptiques, et les galaxies ayant un mouvement en rotation que sont les galaxies spirales.

3.1.1 La cinématique des galaxies elliptiques

Au sein des galaxies elliptiques, les étoiles ont une dispersion de vitesse qui empêche la galaxie de s’effondrer sur elle-même ; la dispersion de vitesse contrebalance la force gravitationnelle. Ce modèle cinématique se caractérise par la vitesse de dispersion au centre de la galaxie, σ . Bien que la rotation ne soit pas la composante cinématique dominante dans les galaxies elliptiques, elle n’en est pas moins présente, quantifiée par le rapport V/σ , où V est la vitesse de rotation. Ce rapport est toujours en dessous de un, montrant ainsi la prédominance de la dispersion de vitesse sur le mouvement de rotation. Ce modèle dynamique convient aussi pour décrire les bulbes.

La dispersion de vitesse permet de déterminer la distance d’une galaxie. En effet, la relation de Faber-Jackson (Faber et Jackson, 1976) lie la dispersion de vitesse centrale, σ , avec la magnitude absolue totale, L :

$$L = 10^{10} L_o \left(\frac{\sigma}{220 \text{ km.s}^{-1}} \right)^4$$

où L_o est la luminosité du soleil.

3.1.2 La cinématique des galaxies spirales

Concernant les disques des galaxies spirales, leurs étoiles et leur gaz ont un mouvement de rotation autour du centre de la galaxie dont la vitesse dépend de la distance au centre. Cette loi reliant vitesse de rotation et distance au centre est appelée la **courbe de rotation** (voir figure 3.1). La forme de cette courbe ressemble à un “S” avec un fort gradient au centre de la galaxie et un plateau sur les bords, définissant une vitesse typique pour la galaxie, la vitesse plateau, V_p .

Lorsque la vitesse plateau d’une galaxie est comparée à la luminosité totale de la galaxie (la masse stellaire), cela conduit à la relation de Tully-Fisher (Tully et Fisher, 1977) :

$$L \propto V_p^4$$

Cette relation constitue une des méthodes pour estimer la distance d’une galaxie. Une extension de cette relation est la relation de Tully-Fisher baryonique qui prend en compte la masse de gaz en plus de la masse stellaire déduite de la luminosité (voir figure 3.2). Cette loi est la correction

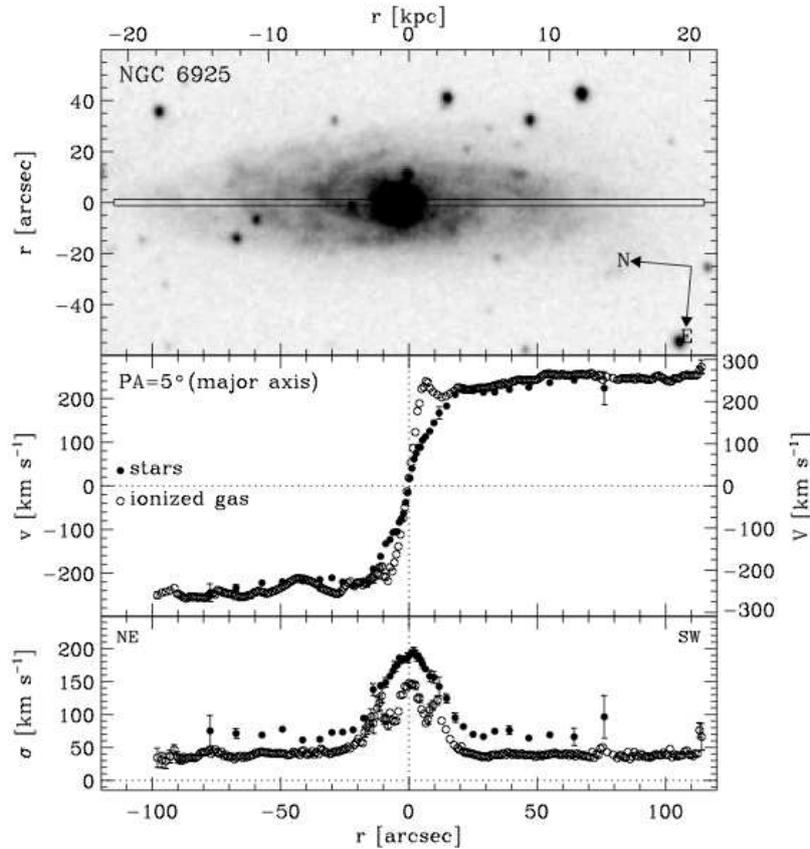


FIGURE 3.1 – En haut, une galaxie proche, NGC 6925, est représentée avec l'emplacement de la fente longue, placée sur l'axe principal de la galaxie et qui sert à mesurer la courbe de rotation. Au milieu, courbes de rotation. Les cercles vides correspondent aux mesures de la vitesse radiale pour le gaz ionisé alors que les cercles pleins correspondent aux vitesses radiales des étoiles, en fonction de la distance au centre de la galaxie. La courbe de rotation a bien une forme de S avec une vitesse plateau aux bords. En bas, la courbe de la dispersion de vitesse est représentée. Le centre de la galaxie connaît une forte dispersion due au bulbe dont la cinématique est dominée par la dispersion de vitesse. Extrait de [Pizzella et al. \(2004\)](#).

de la TFR pour les galaxies riches en gaz comme peuvent l'être les galaxies naines ([McGaugh, 2005](#)) (voir figure 3.2).

En plus de la détermination de la distance d'une galaxie, la vitesse plateau sert aussi à calculer la masse totale d'une galaxie. En effet, la vitesse de rotation est déterminée par deux forces dans le référentiel tournant d'un élément de matière ; la force centrifuge tendant à éjecter l'étoile de la galaxie contrebalancée par la force gravitationnelle provenant de la masse de la galaxie qui attire l'étoile. Supposons une étoile suffisamment loin du centre de la galaxie pour considérer la majeure partie de la masse de la galaxie comme une masse ponctuelle. La vitesse de rotation de cette étoile à la distance R du centre est égale à V . La masse à l'intérieur de la sphère de rayon R est alors $M = RV^2/G$. Si la masse n'est que la masse baryonique visible, alors la vitesse de rotation devrait diminuer suivant la loi : $V = \sqrt{GM/R}$. Au contraire, les observations montrent que les vitesses restent constantes, formant un plateau. Ce phénomène peut s'expliquer par de la masse cachée en grande quantité, bien supérieure à la masse baryonique, autour de la galaxie.

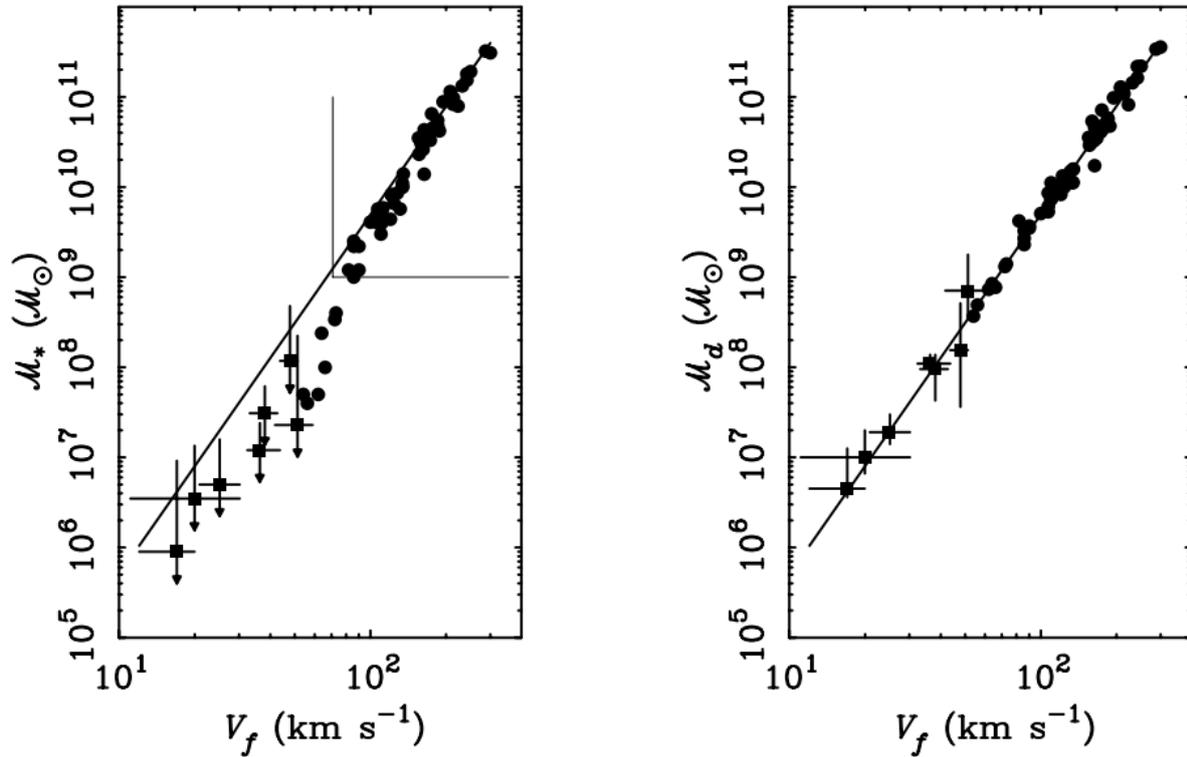


FIGURE 3.2 – Relation de Tully-Fisher stellaire (à gauche) et baryonique (à droite). Les points représentent les galaxies normales tandis que les carrés symbolisent les galaxies naines. En abscisse est la vitesse plateau, V_f , et en ordonnée la masse stellaire (à gauche) ou baryonique (à droite) (McGaugh, 2005). La ligne pleine représente la TFR. Avec la prise en compte du gaz, les galaxies naines s'accordent à la TFR.

Ce raisonnement est un des arguments majeurs de la notion de masse manquante et de halo de matière noire entourant les galaxies (Faber et Gallagher, 1979). Une autre explication serait que les lois de la physique classique ne soient plus valables dans des régimes d'accélération très faibles ($< 10^{-12} \text{ m.s}^{-2}$) lesquelles se rencontrent loin du centre des galaxies. La théorie la plus développée dans cette optique est la théorie MOND (MODified Newtonian Dynamics) (Milgrom, 1983).

Bien que les étoiles des galaxies spirales aient un mouvement de rotation circulaire, cela n'est vrai qu'au premier ordre. Les étoiles ne décrivent pas des cercles parfaits autour du centre galactique. Il existe des perturbations gravitationnelles créant une vitesse de dispersion. En se plaçant dans le référentiel tournant circulairement avec l'étoile, trois vitesses de dispersion sont définies : σ_r , pour la dispersion radiale, σ_z , pour la dispersion verticale, et σ_θ pour la dispersion angulaire. Un disque est dit froid si ces vitesses sont très faibles devant la vitesse de rotation, ou chaud à l'inverse.

3.2 Techniques de mesure de la cinématique interne d'une galaxie

Alors que le calcul de la vitesse d'ensemble d'une galaxie, sa vitesse systémique, ne requiert que la mesure d'un spectre, la mesure de la dynamique interne d'une galaxie nécessite une multitude de spectres, chacun couvrant une partie de la galaxie. Pour chaque spectre, une raie d'émission ou d'absorption est choisie et sa position est mesurée. Pour les galaxies ayant une formation stellaire forte, les raies d'émission seront utilisées alors que pour les galaxies inactives les raies d'absorption seront choisies. Les positions de chaque raie sont mesurées puis comparées entre elles. Le décalage spectral entre les raies de chaque spectre donne alors accès à la cinématique interne. La largeur de la raie indique la dispersion de vitesse. Les raies d'absorption dues aux étoiles nous renseignent sur la dynamique stellaire, celles en émission ($[OIII]$, $H\beta$, ...), dues au gaz ionisé, nous renseignent sur la dynamique du gaz. Les champs de vitesse sur les parties externes d'une galaxie riche en gaz peuvent être déduits par la mesure de la raie HI.

3.2.1 Fente Longue

Une des méthodes longtemps utilisées pour mesurer les courbes de rotation des galaxies spirales a été la méthode de la fente longue car elle est simple et efficace. Elle consiste à faire le spectre d'une galaxie à l'aide d'une fente longue placée parallèlement au grand axe cinématique de la galaxie. Il en découle un spectre en deux dimensions, une dimension spectrale et une dimension spatiale. La galaxie n'ayant pas une vitesse radiale constante, une même raie d'émission suivie le long de la fente apparaîtra décalée (voir figure 3.3). Cette technique permet en une observation d'obtenir la courbe de rotation. Lorsqu'une galaxie est vue par la tranche, la quantité de lumière collectée est alors maximale rendant la méthode plus efficace, sous réserve que la quantité de poussière soit négligeable.

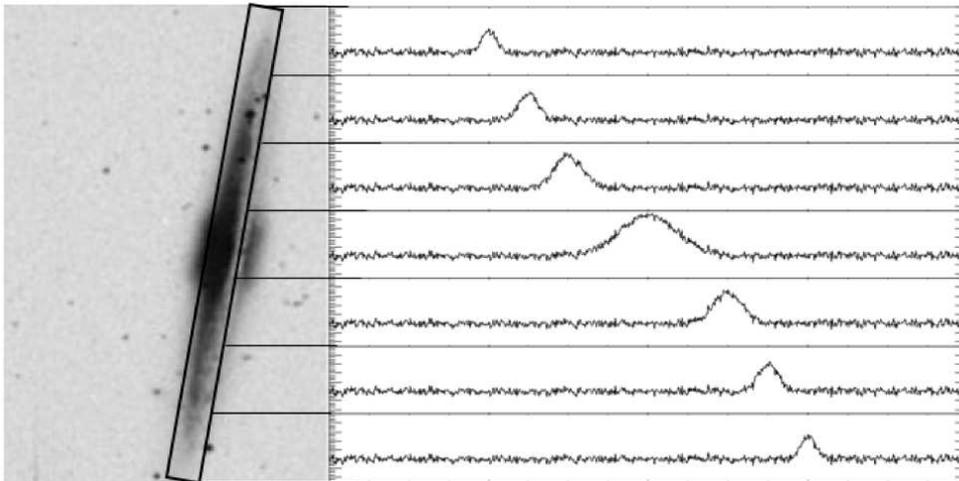


FIGURE 3.3 – *Illustration du principe de la spectroscopie à fente longue (Neichel, 2008). À gauche, une galaxie spirale vue de côté avec l'emplacement de la fente longue. À droite, une série de spectres correspondant à différentes parties de la galaxie. Le spectre du centre de la galaxie montre une dispersion plus grande que pour les parties externes, due à la présence du bulbe qui n'a pas une cinématique dominée par la rotation.*

La technique de la fente longue recherche l'axe dynamique principal qui est supposé être

aligné avec l'axe morphologique dans le but d'optimiser le signal du spectre en minimisant les effets de projection. Cet alignement des axes dynamique et morphologique est seulement vrai pour une galaxie en équilibre et en rotation. A grand redshift, l'axe dynamique est moins évident à déterminer et l'hypothèse d'équilibre n'est pas certaine. De plus, la technique de la fente longue ne tient pas compte d'une grande partie de la lumière d'une galaxie lorsque celle-ci n'est pas vue par la tranche (voir 3.1). Il y a donc une perte d'information cinématique. Les dynamiques des barres, des anneaux ou des warps ne sont pas prises en compte avec une étude unidimensionnelle.

3.2.2 Champs de vitesse dans l'univers proche

Pour palier les défauts de la précédente technique, le champ de vitesse d'une galaxie, c-à-d la carte des vitesses radiales, est mesuré. Cela permet de gagner une dimension spatiale et le résultat des observations est un cube de données, une dimension spectrale et deux dimensions spatiales (voir figure 3.4). Le champ de dispersion de vitesse peut aussi être mesuré.

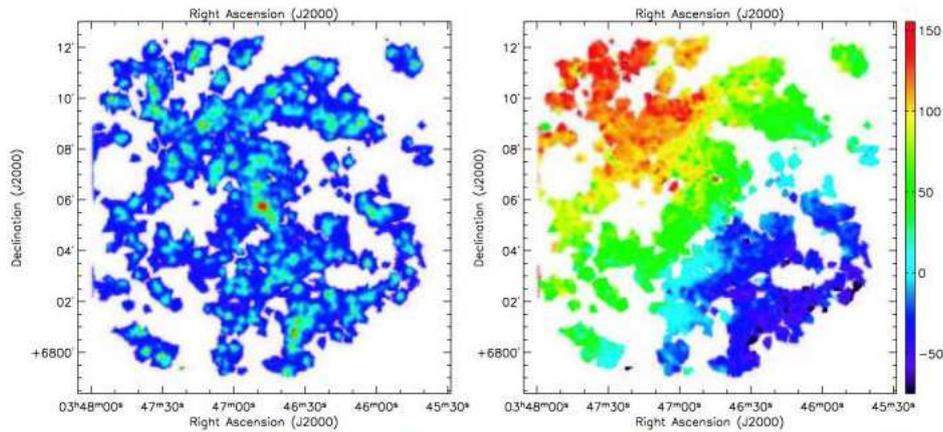


FIGURE 3.4 – Exemple du champ de vitesse de NGC 5371 avec la technologie Fabry-Pérot (Hernandez et al., 2005). A gauche, image de l'intensité de la raie H α , à droite, champ de vitesse en $km.s^{-1}$.

Une des techniques instrumentales mesurant des champs de vitesse et de dispersion utilise un interféromètre de Fabry-Pérot. Ce dernier peut sonder avec une grande résolution les parties d'un spectre telles que la raie H α . Pour les galaxies proches, cette technique permet d'accéder à des champs de vitesse et de dispersion à hautes résolutions. Le relevé GHASP (Gassendi H α survey of SPirals) (Garrido et al., 2002) donne de bons exemples de ces champs de vitesse. Plus de 200 champs de vitesse dans l'univers proche ont été produits via ce relevé utilisant l'interféromètre de Fabry-Pérot avec la raie H α , la raie la plus lumineuse dans le visible pour des galaxies en formation stellaire.

Cette technique connaît des difficultés pour être transposée à plus grands redshifts. En effet, le grand échantillonnage qui découle de la haute résolution en plus du principe d'interférométrie à multiple rayons lumineux demandent des temps de pose bien plus longs ($\gg 1$ heure) que pour l'univers proche. Or, le Fabry-Pérot est un spectromètre ; il balaie les unes après les autres des plages de longueurs d'onde. Pour chaque passage, il n'est pas assuré d'avoir la stabilité de la PSF. Il est donc préférable de se tourner vers une autre technique instrumentale : la spectrographie à intégrale de champ (IFS, Integral Field Spectrograph).

3.2.3 A grand redshift : la spectrographie à intégrale de champ

La spectrographie à intégrale de champ est constituée de deux parties optiques. L'une découpe la lumière spatialement et l'autre disperse chaque partie. Il existe trois techniques pour atteindre ce résultat (voir figure 3.5) :

- IFU à micro-lentille : un IFU (Integral Field Unit) est une matrice de micro-lentilles placées dans le plan focal où elles échantillonnent la lumière de la galaxie observée. Un spectre de chaque micro-lentille est ensuite créé. Cette technique a l'avantage d'être simple à mettre en place mais elle n'est pas optimale car elle laisse des parties du détecteur non utilisées.
- IFU à micro-lentille et fibres optiques : de même le plan focal est échantillonné par des micro-lentilles mais désormais la lumière de chaque partie est transmise via un toron de fibres optiques vers un spectrographe. Cette méthode permet de passer d'une répartition à deux dimensions à une répartition à une dimension par l'alignement des fibres qui seront positionnées derrière la fente du spectrographe. L'avantage de cette technique est une meilleure couverture du détecteur. Cependant les fibres ont le défaut de diminuer le flux lumineux. De plus, à la sortie des fibres le cône de lumière est plus ouvert pouvant impliquer des pertes de flux sans système optique pour canaliser cette lumière. C'est le problème de la dégradation du rapport focal (FRD Focal Ratio Degradation).
- Découpeur d'image : l'image est dans ce cas découpée en tranches via un jeu de miroirs placé dans le plan focal. Ces images sont réarrangées pour être envoyées vers le spectrographe. L'avantage de cette technique est la faible perte de lumière car elle ne fait intervenir que des miroirs.

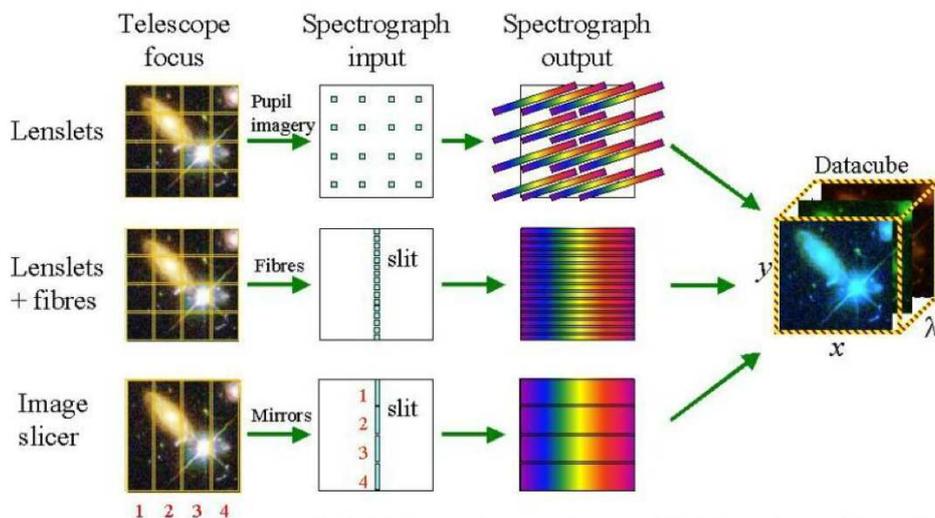


FIGURE 3.5 – Principe de l'intégrale de champ d'après Jeremy Allington-Smith. De haut en bas, IFU à micro-lentilles, IFU à micro-lentilles avec toron de fibres, découpeur d'image. Chaque méthode produit une image 3D de la galaxie.

Durant mon doctorat, j'ai étudié la cinématique de galaxies à redshifts intermédiaires via la technique « IFU à micro-lentilles et fibres optiques » matérialisée par le complexe FLAMES au VLT.

3.2.4 Le spectrographe FLAMES/GIRAFFE

Le complexe FLAMES (Fibre Large Array Multi Element Spectrograph, [Pasquini et al., 2000](#)) est opérationnel depuis 2002 sur le site du VLT à Paranal dans le désert de l'Atacama. Il occupe, avec UVES, l'un des deux foyers Nasmyth de l'UT2 du VLT. Il est composé des éléments suivants (voir figure 3.6) :

- un correcteur de champ ;
- un spectrographe à fibres, GIRAFFE ([Hammer et al., 1999](#)) ;
- un robot positionneur, OzPoz ([Gillingham et al., 2000](#)) ;
- un lien de 8 fibres optiques vers le spectrographe, UVES ([Avila et al., 2003](#)).

Le robot positionneur OzPoz dispose de deux plateaux permettant de configurer un plateau pendant que le second observe. Cela permet de diminuer les temps de latence (environ 20 minutes pour configurer un plateau MEDUSA et 15 minutes pour un plateau IFU). Le robot positionne les fibres avec une précision relative de 0.08 arcsec. Le positionnement absolu des plateaux est réalisé grâce à quatre étoiles guides.

GIRAFFE est un spectrographe couvrant un domaine de longueur d'onde de 370 à 950 nm à des résolutions spectrales moyennes ou hautes (de $R = 5\,000$ à $30\,000$). Il dispose de trois modes de fonctionnement :

- le mode MEDUSA : 131 fibres pouvant être disposées dans le champ Nasmyth de 25 arcmin de diamètre. L'ouverture de chaque fibre est de 1.2 arcsec. Cinq fibres supplémentaires sont dédiées à la calibration simultanée en longueur d'onde ;
- le mode IFU : 15 IFU de 6x4 micro-lentilles (de 0.52 arcsec par lentille) pouvant être disposés dans le champ Nasmyth. Chaque IFU dispose d'une fibre supplémentaire dédiée à la calibration en longueur d'onde. 15 fibres supplémentaires sont dédiées à la mesure du fond de ciel.
- le mode ARGUS : 1 IFU de 22x14 micro-lentilles (0.3 ou 0.52 arcsec par lentille). 15 fibres supplémentaires sont dédiées à la mesure du fond de ciel et cinq à la calibration en longueur d'onde.

GIRAFFE est l'unique instrument au monde permettant d'obtenir simultanément la spectrographie à intégrale de champ de 15 objets avec une résolution spectrale de 10 000. Comparé aux autres spectrographes à intégrale de champ existants, les IFU de GIRAFFE possèdent un faible nombre de pixels (20) ainsi qu'un faible échantillonnage spatial (0.52 arcsec/pixel). Par comparaison, l'IFU de VIMOS est une matrice de 80×80 pixels de 0.33 arcsec. En revanche, ces instruments travaillent à plus basse résolution spectrale (< 3000).

Les caractéristiques de GIRAFFE permettent d'étudier la cinématique de galaxies à redshifts intermédiaires ($0.4 < z < 1$) grâce à la raie en émission [OII]. Cette raie est en général la raie la plus brillante dans les spectres de galaxies en formation stellaire après la raie $H\alpha$ ([Kennicutt, 1998](#)). En moyenne, le flux de la raie [OII] est deux fois plus faible que celui de la raie $H\alpha$ ([Glazebrook et al., 1999](#)). Cette raie est un doublet à 3726.1 Å et 3728.8 Å, $\delta\lambda = 2.7$ Å. D'autres raies peuvent également être utilisées à plus bas redshift, comme [OIII] λ 5007 ou $H\beta\lambda$ 4860.

Bien que le spectrographe GIRAFFE couvre un domaine de longueurs d'onde allant de 370 à 950 nm, chaque observation se restreint à une sous bande de ce large domaine spectral. Deux modes co-existent, le mode haute résolution ($R > 30\,000$) avec des largeurs de bande spectrale de l'ordre de 20 nm, et le mode basse résolution ($R > 10\,000$) avec des largeurs de bande de l'ordre



FIGURE 3.6 – Images de FLAMES. De haut en bas et de gauche à droite, une vue du spectroscopie GIRAFFE avec OzPoz, une vue du plateau avec dessus les fibres optiques maintenues par des boutons magnétiques, une autre vue de GIRAFFE et enfin une vue de l'OzPoz. Photo provenant du site de L'ESO dans la section décrivant FLAMES.

de 70 nm. Le mode basse résolution est plus adapté à l'étude des champs de vitesse de galaxies à redshifts intermédiaires présenté dans cette thèse. En effet, avec une résolution de 10 000 en mode IFU, la résolution spectrale est de l'ordre de 0.6 \AA , permettant de résoudre le doublet [OII]. De plus, le décalage spectral du doublet facilite sa résolution, par exemple à un redshift 0.6 l'écart entre les raies du doublet de [OII] devient égal à 4.32 \AA au lieu de 2.7 \AA . Ensuite, les domaines spectraux sont plus larges à basse résolution permettant d'observer simultanément plusieurs galaxies à des redshifts proches. Enfin, une basse résolution permet d'avoir plus de signal par pixel. Deux bandes spectrales LR05 (Low Resolution 5 à 614.2 nm) et LR06 (Low Resolution 6 à 682.2 nm) ont été utilisées pour l'échantillon de 12 galaxies. Elles couvrent des redshifts de 0.54 à 0.9. Le détecteur CCD n'était pas aussi efficace pour la bande spectrale LR06. Le CCD a été changé pour corriger ce problème. L'étude cinématique utilisant la bande LR05 et LR06 sert alors de test pour voir l'influence qu'implique l'utilisation de la bande LR06.

3.3 Création des champs de vitesse et de dispersion avec les données GIRAFFE

3.3.1 Traitement des spectres

Les données GIRAFFE brutes sont tout d’abord réduites par un logiciel réalisé par les observatoires de Genève et de Paris (Blecha *et al.*, 2000; Royer *et al.*, 2002). A la suite de cette procédure, les 20 spectres de chaque IFU sont calibrés en λ et corrigés des différents biais. Mon travail s’est porté sur des spectres ayant déjà passés ce premier traitement. Les données de chaque IFU sont alors stockées dans un fichier FITS sous la forme d’un cube de données en trois dimensions, une pour la longueur d’onde et deux pour les dimensions spatiales, $6 \times 4 = 24$ pixels sans les 4 pixels des bords (voir figure 3.7). Le signal contenu dans chaque spectre provient de trois sources : le ciel qui peut induire des raies d’émission et un continuum, le contenu stellaire de la galaxie qui rajoute du continuum au spectre en général très faible, et enfin le gaz de la galaxie qui émet des raies dont le doublet [OII] utilisées pour mesurer la cinématique du gaz.

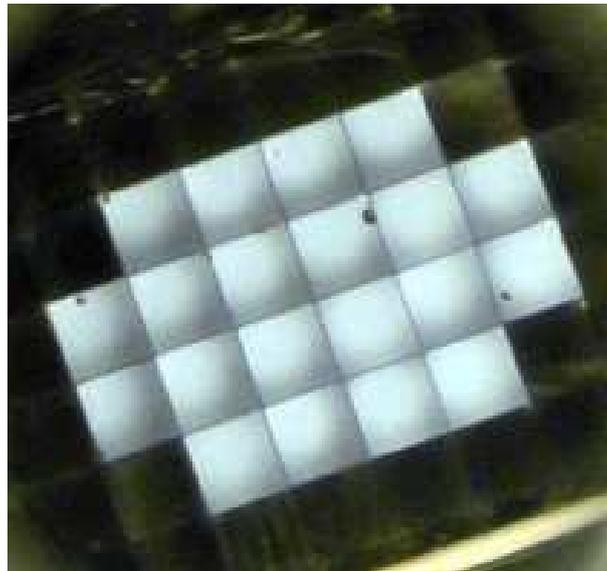


FIGURE 3.7 – Image de l’IFU de GIRAFFE. L’IFU se compose de 20 pixels 6×4 sans les bords. Chaque pixel est physiquement une micro-lentille. Les pixels ont une dimension de 0,52 arcsec dans le plan focal du VLT. Photo extraite du site de l’ESO.

Le premier travail effectué sur ces spectres a été la caractérisation des propriétés du doublet [OII] : sa position (moment d’ordre un) et sa dispersion (moment d’ordre deux). J’ai effectué cela via une routine IDL codée par des membres de mon équipe. La première étape est la prise en compte des raies du ciel. Si ces dernières sont éloignées du doublet [OII], un masque les cachera. Si elles sont mélangées avec le doublet, elles sont modélisées analytiquement par des raies gaussiennes définies par l’utilisateur (voir figure 3.8). L’étape suivante consiste à ajuster le spectre non masqué par un modèle analytique minimisant un χ^2 . Une position initiale du barycentre du doublet doit être indiquée au programme comme condition initiale pour que l’algorithme ajuste le spectre. Le programme estime alors le continuum du spectre, ajuste les raies du ciel, si besoin est, et les raies du doublet [OII] (voir figure 3.8). Le modèle analytique du doublet a plusieurs

contraintes : le profil des raies est une gaussienne, la distance entre les raies est 2.783 \AA dans le référentiel au repos de la galaxie et les largeurs des raies sont identiques. Le rapport d'amplitude entre les deux raies est libre. Cependant si ce dernier dépasse 1.5 du fait par exemple d'un S/B trop faible, il n'est pas physiquement acceptable et peut être fixé à 1.44, le rapport médian observé dans les spectres intégrés de galaxies à redshifts intermédiaires (Puech *et al.*, 2006). En effet, Osterbrock (1989) a montré que le rapport des raies dépend de la densité électronique et qu'il ne peut varier que de 0.25 à 1.49.

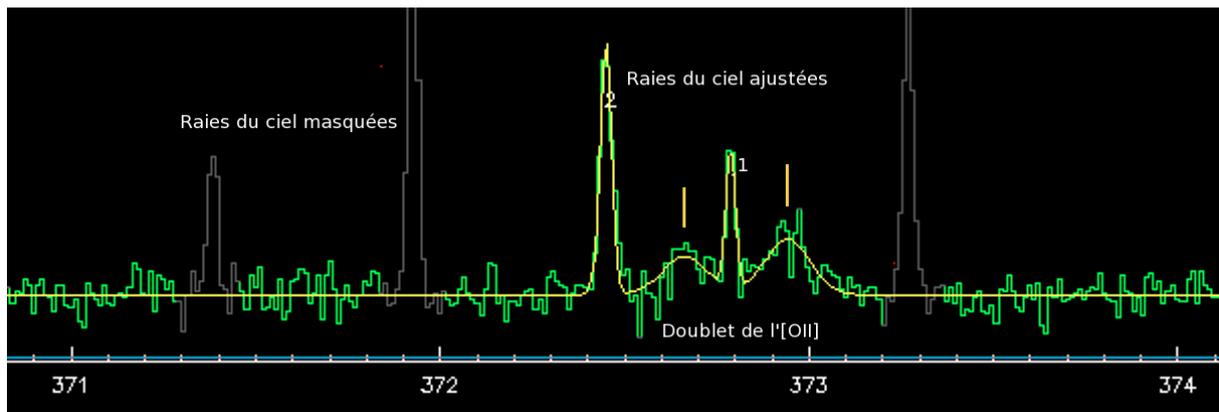


FIGURE 3.8 – Ajustement de la raie [OII] pour le pixel [3,2] de la galaxie J033222.59-275232.0. En vert est représenté le spectre fourni après l'étape de réduction de base. Les parties grisées du spectre sont des raies du ciel masquées loin du doublet [OII]. Les numéros 1 et 2 correspondent aux raies du ciel proches du doublet [OII] ajustées par un profil gaussien. L'ajustement du doublet [OII] est représenté par deux trait verticaux oranges montrant le pic des deux raies du doublet [OII]. Le S/B est de 13 et le χ^2 vaut 1.37.

Ce traitement étant en partie manuel, en ce qui concerne la prise en compte des raies du ciel, la restriction du rapport des raies ou l'initialisation de l'ajustement, qu'il faut tenir compte du biais humain. Chacun des 20 pixels de chaque IFU est soumis au jugement de deux autres membres de l'équipe afin de limiter ce biais. Ce travail de traitement des données est impossible à faire automatiquement à cause des S/B de l'ordre de quatre qui ne permettent pas automatiquement de déterminer avec confiance le bon ajustement du doublet [OII] par la méthode du χ^2 . Il faudrait un S/B de plus de 10 avec une prise en compte automatique des raies du ciel pour envisager une automatisation fiable.

Il est rare que l'ajustement du doublet [OII] soit possible pour les 20 pixels. Cela s'explique par deux raisons : un S/B trop faible et/ou la contamination importante du doublet par des raies du ciel. Pour s'assurer d'un champ de vitesse exploitable, il a été décidé qu'au minimum quatre pixels sur les 20 devaient avoir un signal sur bruit de plus de quatre et que ne seraient gardés que les pixels ayant un S/B au dessus de trois. Le S/B est défini par le ratio entre le flux du doublet et le bruit :

$$S/B = \frac{\sum_i^n S_i}{\sqrt{N} \times \sigma}$$

où N est le nombre d'éléments de résolution spectrale dans lequel le doublet [OII] est détecté, S_i est le signal du pixel i et σ est la dispersion du bruit du continuum.

La figure 3.9 résume pour une galaxie toute l'information cinématique tirée de l'ajustement

du doublet [OII].

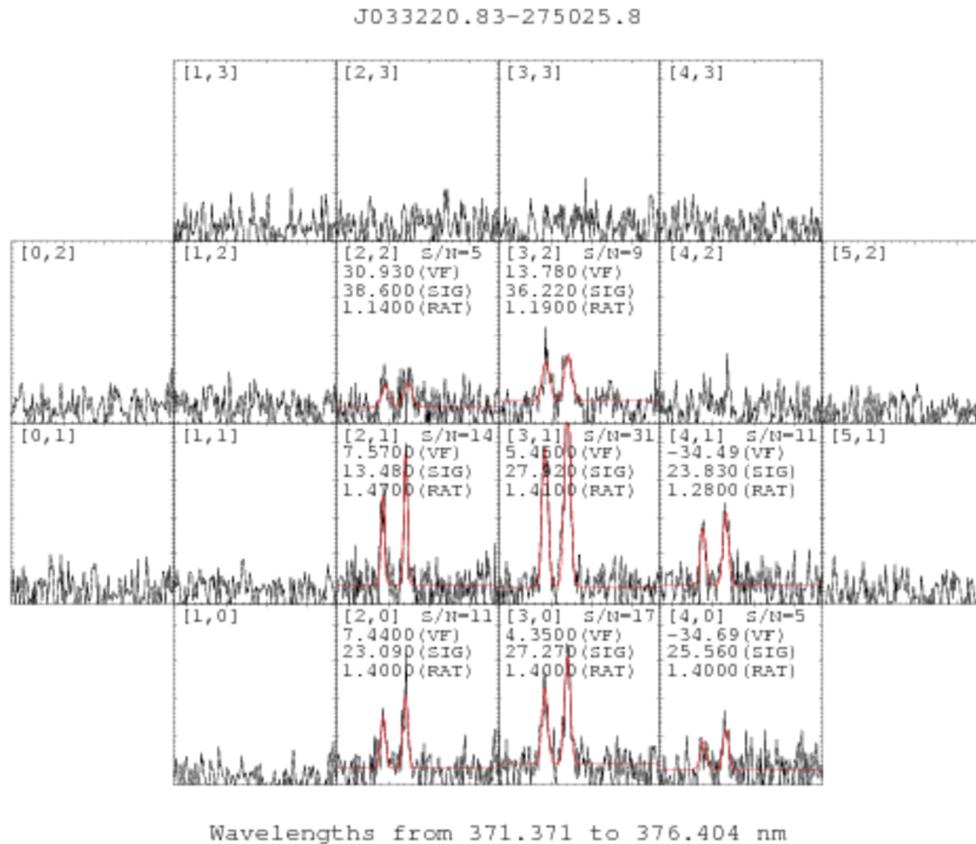


FIGURE 3.9 – Résultat de l’ajustement des 20 pixels de l’IFU de la galaxie J033220.83-275025.8. La coordonnée de chaque pixel est notée en haut à gauche. Pour les pixels où l’ajustement est réussi, une ligne rouge le représente. Le signal sur bruit, la vitesse, la dispersion et le rapport entre les raies sont aussi indiqués.

3.3.2 Cartes de vitesse, de dispersion et de S/B

A la suite de l’étape d’ajustement du doublet [OII], trois cartes sont générées, la carte du champ de vitesse, celle du champ de dispersion et celle du S/B (voir figure 3.10). Le champ de vitesse est calculé en définissant la vitesse moyenne des vitesses radiales de chaque spectre par l’outil statistique de la moyenne sigma-clipping. Cette dernière consiste à calculer la moyenne d’un échantillon puis de retirer de l’échantillon les éléments qui ont une distance à la moyenne dépassant de plusieurs fois la dispersion de l’échantillon. Après plusieurs itérations de ce processus, la moyenne est calculée. La carte de dispersion de vitesse est déduite de la largeur des raies du doublet corrigée de la dispersion de l’instrument. GIRAFFE étant un instrument très stable, cette correction est indépendante de la longueur d’onde. La carte du S/B est déduite de la relation précédemment définie.

Il est difficile d’avoir une vision des champs de vitesse et de dispersion du fait de la faible résolution spatiale, 20 pixels au maximum. Une interpolation 5×5 est appliquée sur ces cartes

afin d'augmenter artificiellement l'échantillonnage de 25 fois.

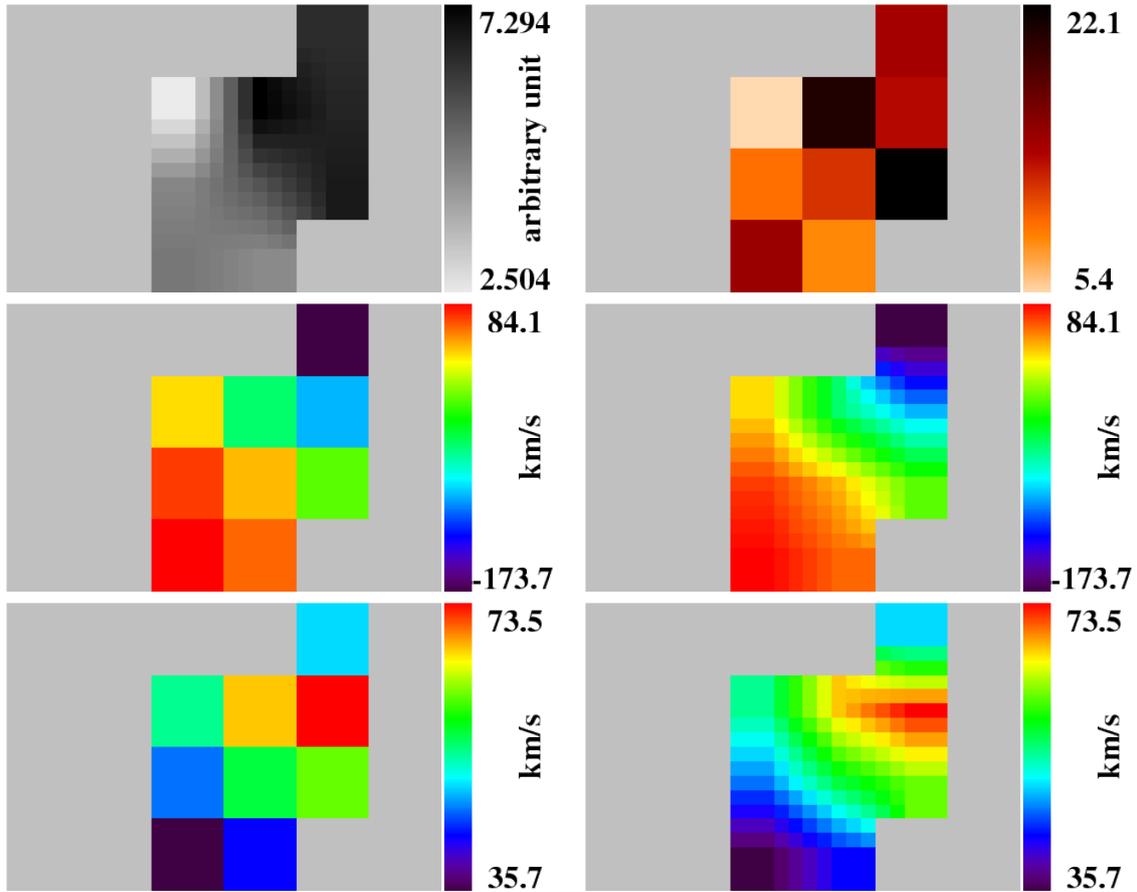


FIGURE 3.10 – De gauche à droite et de haut en bas, carte du flux du doublet [OII] de la galaxie J033236.52-275006.4, carte du S/B, champ de vitesse pour les pixels GIRAFFE, le même champ après interpolation, champ de dispersion de vitesse pour les pixels GIRAFFE et celui après interpolation.

3.4 Classification cinématique

3.4.1 Modélisation de champs de vitesse en rotation

Pour classer les galaxies par leur cinématique, j'ai ajusté leur champ de vitesse et de dispersion par un modèle de galaxie en rotation. Ceci rejoint la démarche effectuée lors de la classification morphologique paramétrique lorsque le profil de luminosité d'une galaxie est ajusté par un profil théorique. La modélisation d'un champ de vitesse de galaxie en rotation repose sur la détermination de cinq paramètres : la vitesse systémique (due au flot de Hubble et éventuellement au mouvement de fuite vers Virgo pour les galaxies locales), l'inclinaison du disque, la position du grand axe dynamique, les coordonnées du centre de rotation et la forme de la courbe de rotation analytique. Le meilleur ajustement de ces paramètres permet de déterminer les propriétés de la courbe de rotation (voir 3.11).

Une procédure IDL a été développée afin de générer des cartes de champ de vitesse et de dispersion de vitesse d'une galaxie en rotation parfaite. Pour ce faire, un champ de vitesse est

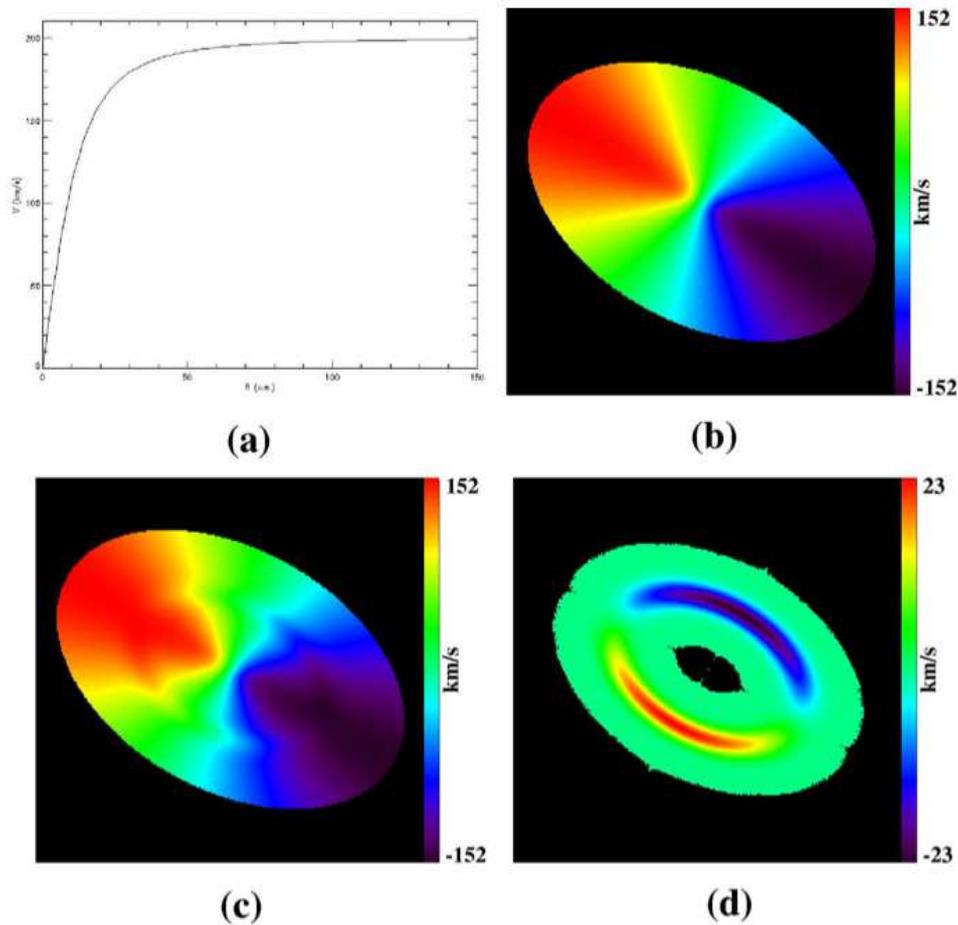


FIGURE 3.11 – Modèles de champ de vitesse avec ou sans bulbe central (Puech, 2006). (a) : Courbe de rotation typique avec un fort gradient près du centre et un plateau aux bords. (b) : Visualisation du champ de vitesse avec comme paramètres, $PA = 60^\circ$ et $i = 50^\circ$. (c) : Une composante radiale est ajoutée à la courbe de rotation (une gaussienne de hauteur 30 km.s^{-1} et de σ 10 pixels dont le pic est localisé sur un cercle de 80 pixels). (d) : Carte des résidus entre (b) et (c).

général couvrant la totalité de l'IFU avec une grande résolution spatiale. Ce champ de vitesse est déterminé par l'inclinaison et l'angle principal de la galaxie définis tous deux par l'étude morphologique, mais aussi par l'axe dynamique défini par les positions de la vitesse maximale et minimale indiquées par l'utilisateur et enfin par son centre dynamique, qui est la position milieu des positions des vitesses extrémales. L'amplitude de la courbe de rotation est l'écart entre les deux vitesses extrémales. Pour chaque pixel de l'image à haute résolution, un spectre est construit avec le doublet [OII] simulé par deux profils gaussiens. Comme un pixel GIRAFFE contient plusieurs pixels de l'image à haute résolution, le flux de plusieurs pixels est sommé. Les données GIRAFFE sont ensuite simulées en prenant en compte un seeing de 0.8 (valeur moyenne sur le site de Paranal) et la dispersion de vitesse générée par l'instrument. Le modèle est ensuite comparé à la simulation afin de classer la galaxie (voir figure 3.12).

Pour chaque galaxie, plusieurs modèles de galaxie en rotation ont été créés. Leur champ de vitesse et de dispersion ont été comparés aux observations avec comme critère de reproduire au

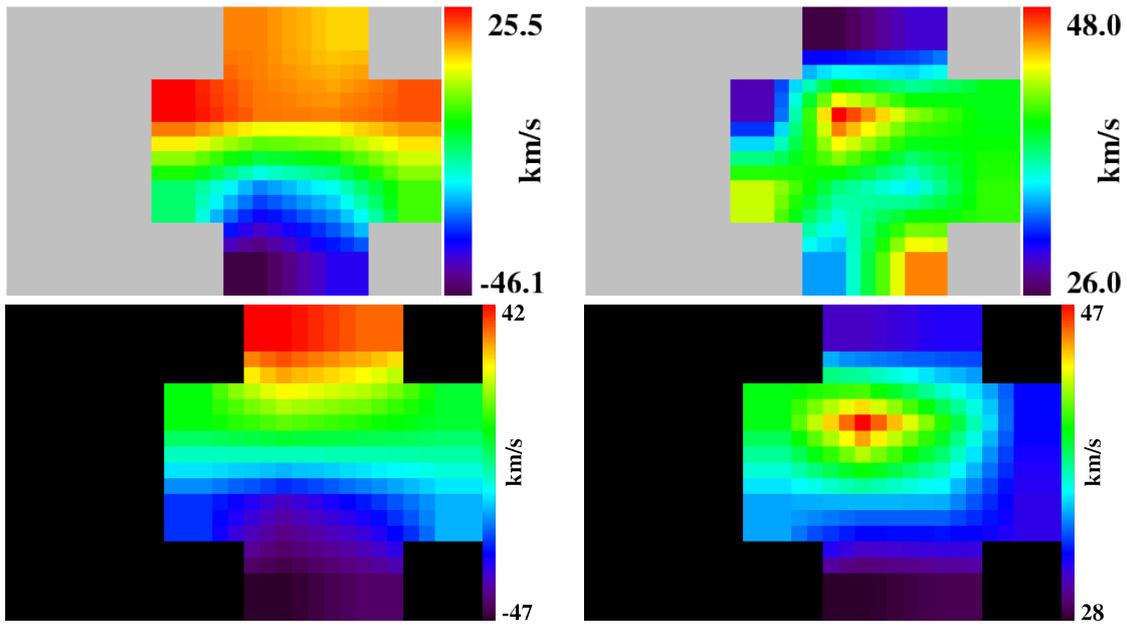


FIGURE 3.12 – Comparaison entre un modèle cinématique et les observations pour la galaxie *J033222.59-275232.0*. En haut, les données observationnelles, avec à gauche le champ de vitesse et à droite le champ de dispersion de vitesse. En bas se trouvent les mêmes cartes mais pour le modèle.

mieux le gradient de vitesse du champ de vitesse, le pic du champ de dispersion et la forme de ces deux champs. Les meilleurs modèles sont gardés pour la classification cinématique.

3.4.2 Les classes cinématiques

Après avoir ajusté au mieux les observations, l'écart entre le modèle et l'observation permet de classer cinématiquement la galaxie.

Deux paramètres sont utilisés pour quantifier l'écart entre l'ajustement des champs et les champs observés (Yang *et al.*, 2008). La première grandeur est la distance entre les pics de dispersion des champs de dispersion noté Δr . S'il existe plusieurs pic de dispersion, le pic principal est considéré. Pour une galaxie spirale le pic correspond au centre de la galaxie. En effet le gradient de vitesse est maximal au centre car les vitesses radiales passent de valeurs négatives à positives sur une petite distance, à la différence d'autres régions de la galaxie qui connaissent des vitesses de mêmes signes et de valeurs proches, surtout pour les bords des galaxies spirales avec la vitesse plateau, constante. Une galaxie bien ajustée doit avoir un Δr proche de 0. Un grand Δr révèle un pic de dispersion décalé du centre dynamique de la galaxie excluant la galaxie des disques en rotation.

La deuxième grandeur calculée est la différence relative entre l'amplitude du pic pour la carte de dispersion observée et celle pour la carte de dispersion simulée pour le pixel du pic de dispersion de l'observation :

$$\epsilon = \frac{|\sigma_{obs}[Max_{obs}] - \sigma_{mod}[Max_{obs}]|}{\sigma_{obs}[Max_{obs}]}$$

Une galaxie spirale a alors un ϵ proche de 0 sauf s'il y a la présence d'un bulbe. En effet, le bulbe n'est pas pris en compte dans le modèle cinématique mais il contribue à augmenter la dispersion centrale, donc ϵ . Si le pic de dispersion est décalé, cela a pour effet une augmentation de ϵ .

Les galaxies suivant les modèles de rotation sans bulbe ont une valeur $\epsilon \leq 0.2$ et une distance $\Delta r \leq 0.2$. Ces seuils ont été déduits après la classification cinématique de galaxies par Flores *et al.* (2006); Yang *et al.* (2008). Cependant, il peut arriver qu'une galaxie ayant une cinématique complexe ou perturbée vérifie ces conditions car la valeur des ϵ et des Δr de ces galaxies est assez aléatoire. Ce cas de figure reste rare. Pour Flores *et al.* (2006), il y en a une sur 21 galaxies en non rotation et il n'y en a pas dans l'étude de Yang *et al.* (2008) sur 27 galaxies en non rotation.

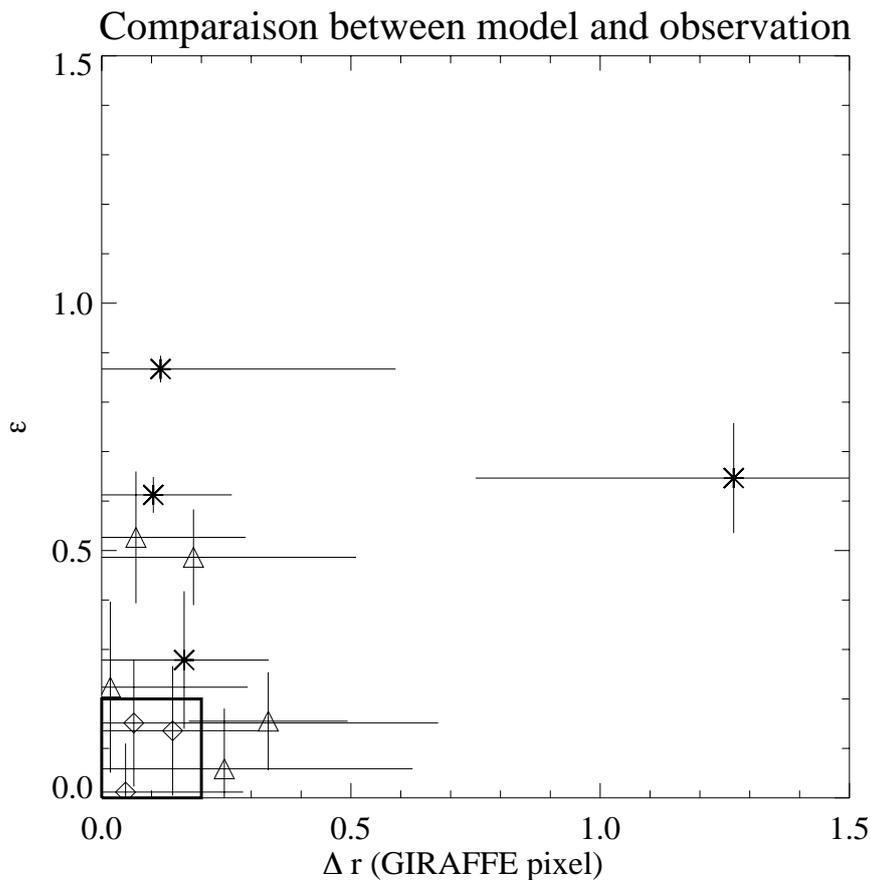


FIGURE 3.13 – Graphique des Δr - ϵ des 12 galaxies de l'échantillon de galaxies. Les losanges représentent les galaxies spirales, les triangles symbolisent les galaxies ayant une cinématique perturbée et les étoiles indiquent les galaxies ayant une cinématique complexe. Les traits marquent les barres d'erreurs de Δr et de ϵ . Le carré en trait épais encadrent la zone où doivent se situer les galaxies spirales.

En plus de ces grandeurs quantitatives permettant de juger si une galaxie a une cinématique de disque en rotation ou non, des considérations qualitatives permettent de classer les autres galaxies en trois groupes :

- **Disque en rotation (RD, Rotation Disk)** : galaxie dont le champ de vitesse montre un gradient ordonné et un axe de rotation aligné avec l'axe morphologique, le pic de dispersion est proche du centre dynamique, les valeurs de Δr et ϵ ne doivent pas dépasser 0.2, sauf

s'il est montré qu'une haute valeur de ϵ provient de la présence d'un bulbe qui n'est pas pris en compte dans le modèle cinématique ;

- **Rotation Perturbée (PR, Perturbed Rotation)** : galaxie ressemblant à un disque en rotation mais avec un pic de dispersion décalé du centre dynamique, Δr a alors une valeur supérieure à 0.2 ;
- **Cinématique complexe (CK, complex kinematic)** : galaxie dont les champs de vitesse et de dispersion sont irréguliers, par exemple plusieurs pics de dispersion, des changements de vitesses discontinus ou encore un axe de rotation non aligné avec l'axe morphologique, les valeurs de Δr et ϵ sont en général aléatoires et supérieures à 0.2.

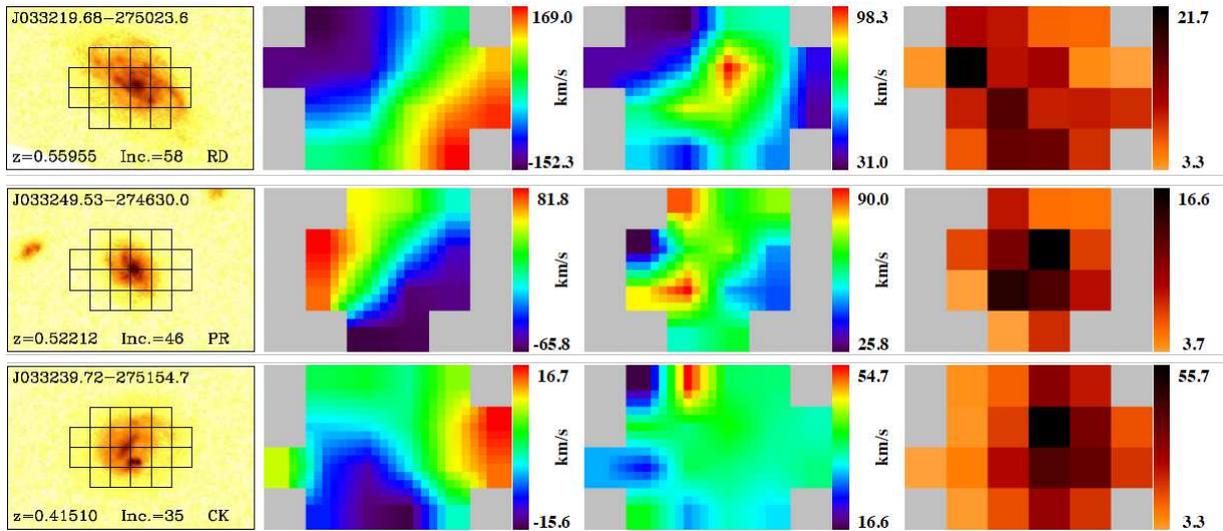


FIGURE 3.14 – En haut, l'exemple d'une galaxie de type *disque en rotation*. Au milieu, une galaxie avec une *rotation perturbée* où le pic est décalé vers la gauche dans la carte de dispersion. En bas, un exemple de *cinématique complexe* où l'axe de rotation n'est pas distinguable sur la carte de vitesse et où le pic de dispersion est décalé. De gauche à droite, les pixels GIRAFFE superposés sur l'image HST, le champ de vitesse, le champ de dispersion, la carte du S/B.

Epinat *et al.* (2009) pointent quelques défauts pour cette méthode. Pour une galaxie vue presque de face, le pic de dispersion central est quasi-inexistant du fait du très faible gradient des vitesses projetées. De plus, pour une galaxie qui a une rotation de corps solide, c-à-d une vitesse angulaire constante, le gradient de vitesse est le même partout ce qui crée une carte de dispersion uniforme sans pic central. Néanmoins, Epinat *et al.* (2009) notent que cela ne compte que pour une petite fraction des galaxies. La probabilité d'avoir une galaxie très inclinée ou celle qu'elle ne suive pas une courbe de rotation classique en "S" reste rare.

3.4.3 Comparaison avec d'autres études de classification cinématique

Au chapitre 1, j'ai décrit deux autres relevés 3D, SINS et MASSIV. Ils n'utilisent pas les mêmes classes cinématiques ou les mêmes méthodes pour classer les galaxies.

La cinématique de SINS

Le plus ancien des deux autres relevés 3D, SINS, observe des galaxies à grands redshifts ($z \sim 1-3$). Contrairement à une comparaison avec un modèle de disque en rotation, [Shapiro et al. \(2008\)](#) utilisent une méthode non-paramétrique pour distinguer deux classes de galaxies : les galaxies en rotation et celles en fusion majeure. En pratique, ils classent les galaxies en mesurant les asymétries des champs de vitesse, V_{asym} , et de dispersion, σ_{asym} , par la cinématique ([Krajnović et al., 2006](#)). Puis, ils déterminent la classe cinématique des galaxies en regardant leur position dans le plan $V_{asym} - \sigma_{asym}$. Ceci nécessite par avance une calibration sur des galaxies dont les types cinématiques sont déjà connus pour délimiter deux zones dans le plan $V_{asym} - \sigma_{asym}$ correspondant aux galaxies spirales (termes d'asymétrie petit), et aux fusions majeures (le reste du plan).

Pour une galaxie en rotation, un centre et deux axes principaux peuvent être définis pour le champ de vitesse ou de dispersion. En partant de ces données, il est possible de définir des ellipses de différentes tailles. Pour chaque ellipse, on peut soit mesurer la vitesse ou la dispersion de vitesse en fonction de l'angle de rotation, ϕ . On effectue ensuite une décomposition de Fourier sur ces deux fonctions pour une ellipse. Pour le champ de vitesse, le terme associé à $\cos(\phi)$ est la vitesse de rotation à la position de l'ellipse, noté B_v . Les termes associés à $\cos(2\phi)$ jusqu'à $\cos(5\phi)$, notés k_2-k_5 sont des termes correctifs qui définissent V_{asym} (voir figure 3.15) :

$$V_{asym} = \left\langle \frac{k_2 + k_3 + k_4 + k_5}{B_v} \right\rangle, r$$

où V_{asym} est la moyenne des asymétries sur les ellipses de rayons r . De manière similaire pour la carte de dispersion, le terme constant de la décomposition de Fourier fournit A_σ , la valeur de la dispersion de vitesse. Puis, avec les termes correctifs de la décomposition, les k' , on détermine σ_{asym} :

$$\sigma_{asym} = \left\langle \frac{k'_2 + k'_3 + k'_4 + k'_5}{B_v} \right\rangle, r$$

Cette méthode ne regarde que les irrégularités mais ne cherche pas à savoir si une galaxie a une courbe de rotation normale avec un champ de dispersion qui en découle. Ce faisant, [Shapiro et al. \(2008\)](#) se trouvent avec des courbes de rotation (B_v) qui ne sont pas physiques car elles ont plusieurs pics ou elles chutent pour les grands rayons au lieu de rester constante. De même pour la courbes de dispersion (A_σ) (voir figure 3.15). En conséquence, leurs galaxies ayant une cinématique de disque en rotation ne sont pas toutes des galaxies en rotation mais sont considérées comme telles car elles ne montrent pas assez d'irrégularités. Un autre défaut de cette méthode est la détermination du centre et le faible échantillonnage qui ne permet pas d'avoir des moyennes fiables pour le calcul de V_{asym} et σ_{asym} . Au départ, cette méthode de classification a été développée pour décrire les galaxies ayant de bons S/B ([Krajnović et al., 2006](#)). Enfin, la normalisation des termes correctifs dans le calcul de V_{asym} par B_v peut induire des erreurs d'interprétation. Pour des ellipses éloignées du centre d'une galaxie, les vitesses de rotation sont généralement plus élevées et donc cela tend à minimiser les termes d'asymétries. Cette critique vaut aussi pour σ_{asym} qui n'est pas normalisé par A_σ mais par B_v .

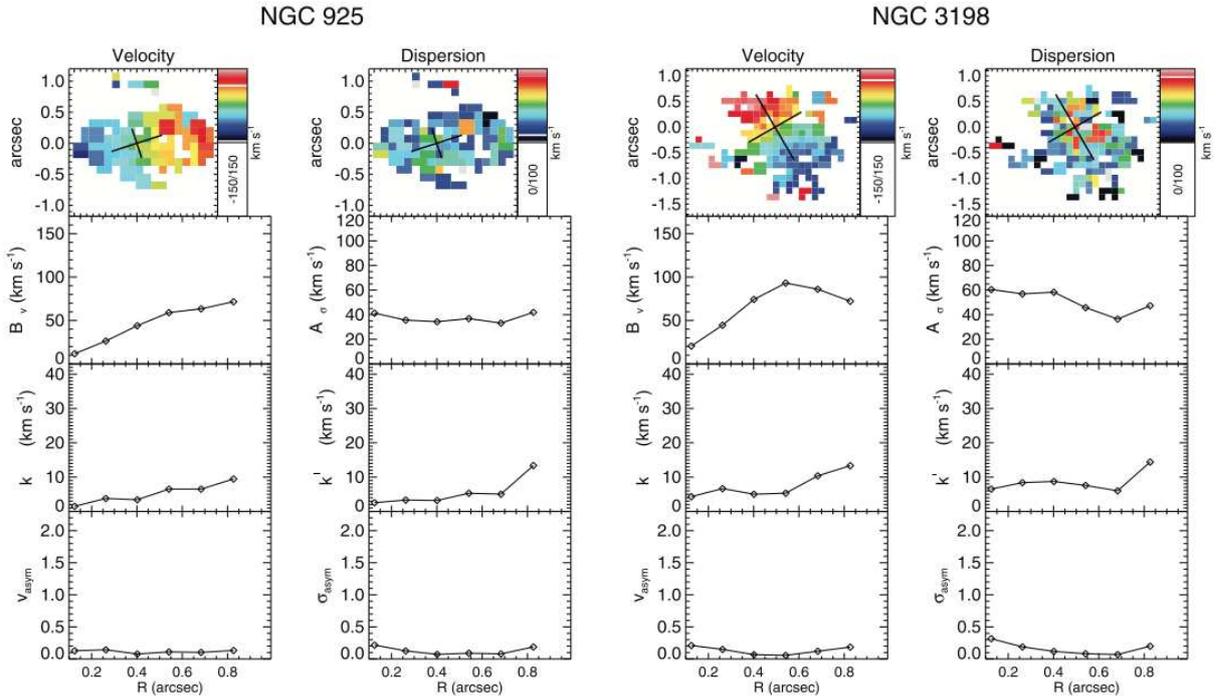


FIGURE 3.15 – Deux exemples de cinématique pour les galaxies NGC 925 et NGC 3198 placées à $z = 2$ (Shapiro et al., 2008). Les croix noires indiquent le centre, le grand et le petit axe des ellipses. Pour cinq ellipses sont calculées les grandeurs permettant d’accéder à V_{asym} et à σ_{asym} .

La classification cinématique de MASSIV

Le relevé MASSIV utilise une méthode de classification assez proche de la nôtre. [Epinat et al. \(2012\)](#) déterminent les propriétés morphologiques comme le centre, l’angle principal PA_m , l’inclinaison i_m , l’indice de Sérsic, le rayon effectif r_e , avec des images CFHT dans la bande I en utilisant GALFIT. Ils ajustent ensuite les champs de vitesse et de dispersion en générant des modèles de galaxies en rotation, paramétrés par un centre, une vitesse systémique (le redshift), PA_k , i_k , une vitesse plateau et un rayon où la vitesse plateau est atteinte. La vitesse apparente de rotation, V_{shear} , est aussi calculée. Elle correspond à la vitesse de rotation non corrigée de l’inclinaison. Des cartes de résidus de champ de vitesse et de dispersion sont calculées. La vitesse résiduelle moyenne du champ de vitesse est appelée “Residuals”. Pour séparer les galaxies, ils utilisent deux quantités, la vitesse résiduelle normalisée par la vitesse apparente, $\frac{Residuals}{V_{shear}}$ (Q1) et $|PA_m - PA_k| - \sqrt{\delta PA_m^2 + \delta PA_k^2}$ (Q2). Pour les galaxies ayant un Q1 < 0.2 et un Q2 < 20°, la galaxie est considérée comme une galaxie en rotation (voir figure 3.16).

3.5 Résultat

3.5.1 Classification cinématique de l’échantillon

Sur un échantillon de 29 galaxies à redshifts intermédiaires, seules 12 galaxies ont été gardées dans cette étude. Les 17 autres ne remplissaient pas le critère d’avoir au moins quatre pixels ayant un S/B supérieur à quatre.

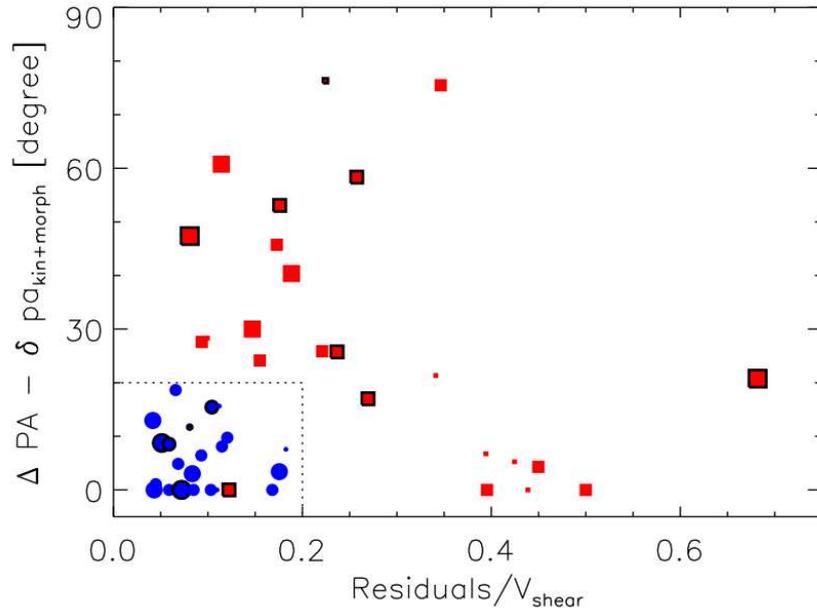


FIGURE 3.16 – Diagramme de classification pour le projet MASSIV. Chaque galaxie est positionnée sur ce diagramme en fonction de son $Q1$ et $Q2$. La zone des galaxies spirales est notée par des pointillés et les galaxies spirales sont symbolisées par des ronds bleus. Les non-spirales sont représentées par des carrés rouges. La taille correspond à la valeur du S/B . Les symboles entourés de noir correspondent aux galaxies en interaction. Une galaxies non spirale se trouvent dans la zone des spirales.

J033205.09-274514.0 : galaxie n’ayant que quatre pixels avec un S/B supérieur à quatre et deux S/B supérieur à trois, de plus deux raies du ciel à $\sim 6565 \text{ \AA}$ perturbent l’ajustement. Le champ de vitesse ressemble à celui d’une galaxie en rotation, en revanche le champ de dispersion observé ne s’ajuste pas ayant un pic de dispersion trop grand de l’ordre de 60 km/s . Cette valeur est fiable avec un S/B de plus de 10. Cette galaxie a donc une cinématique complexe.

J033214.48-274320.1 : galaxie n’ayant que quatre pixels avec un S/B supérieur à quatre sans raie du ciel. Ni le champ de vitesse ni le champ de dispersion ne sont bien ajustés. Le pic de dispersion est décentré par rapport au champ de vitesse qui est lui même chaotique. Cela se retrouve sur le diagramme $\Delta r - \epsilon$ avec une position de la galaxie loin de l’origine $(1.26, 0.64)$. Cette galaxie a une cinématique complexe.

J033215.88-274723.1 : galaxie n’ayant que quatre pixels avec un S/B au dessus de quatre sans raie du ciel mais avec un continuum qui augmente. Le champ de vitesse semble évident avec une forte différence de vitesse, plus de 200 km.s^{-1} . Le champ de dispersion connaît deux pics de vitesses proches. Le centre dynamique a pu être échantillonné par deux pixels. Une autre explication serait la présence de deux centres de galaxies durant une fusion de galaxies. Cependant, il faut être prudent car les deux pics sont associés à des pixels qui ont un faible S/B , ne dépassant pas quatre. L’ajustement a pu être faussé par l’augmentation du continuum. La position dans le diagramme $\Delta r - \epsilon$ ne permet pas une classification cinématique dans la catégorie disque en rotation. Cette galaxie est classée dans les rotations perturbées.

J033220.83-275025.8 : galaxie ayant huit pixels avec un S/B supérieur à quatre et sans raie

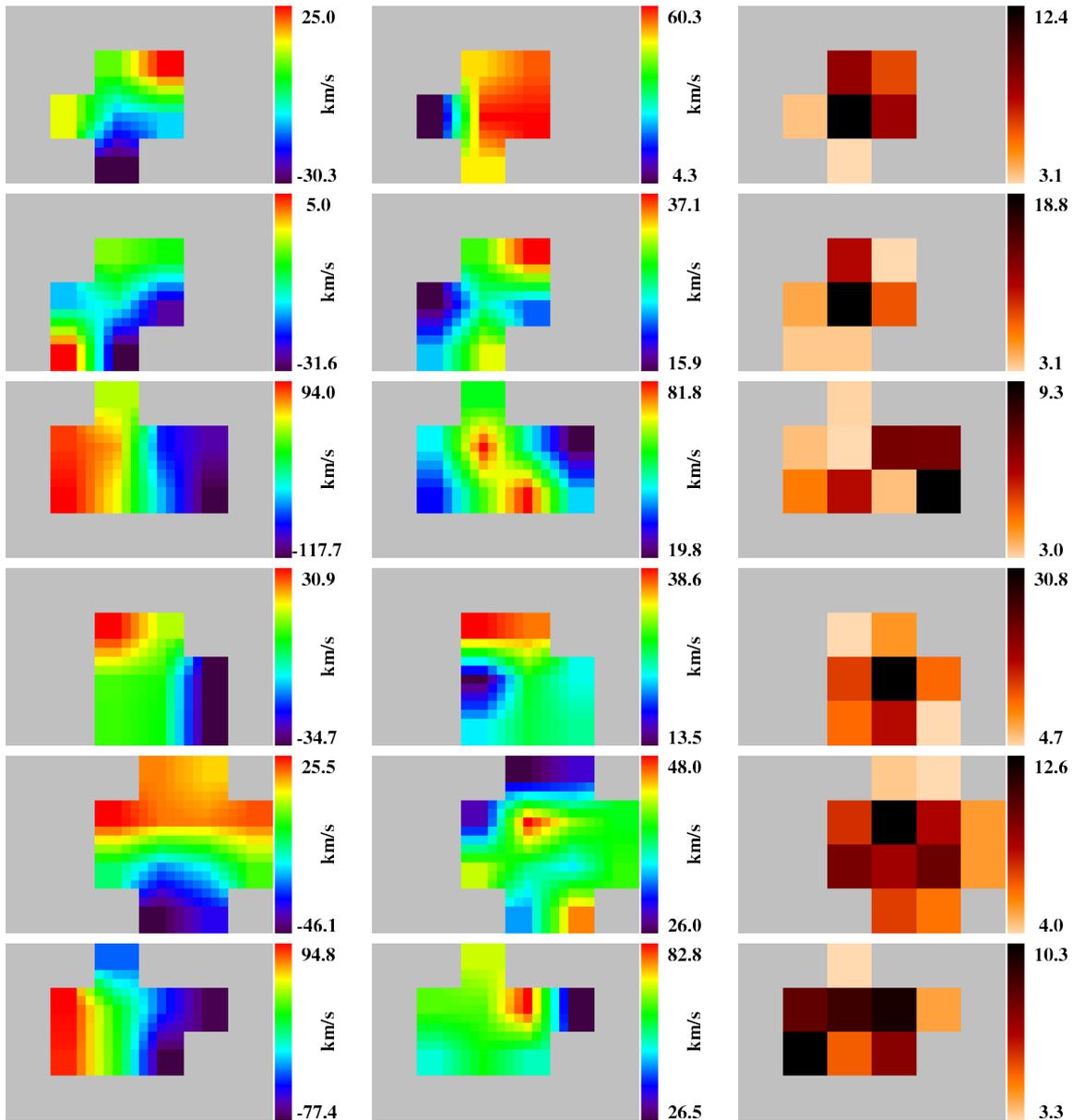


FIGURE 3.17 – Champs de vitesse (à gauche), champ de dispersion de vitesse (au milieu) et carte du S/B (à droite). De haut en bas : J033205.09-274514.0, J033214.48-274320.1, J033215.88-274723.1, J033220.83-275025.8, J033222.59-275232.0, J033227.57-274331.4.

du ciel. Les champs de vitesse et de dispersion montrent des zones sans gradient de vitesse et des pics sur les bords. Ils ne ressemblent pas à des champs dus à un disque en rotation, ils seraient plutôt chaotiques. Cela se voit dans les ajustements qui ne sont pas fidèles aux observations. De plus la position dans le $\Delta r - \epsilon$ exclut la galaxie des disques en rotation. Cette galaxie a donc une cinématique complexe.

J033222.59-275232.0 : galaxie ayant dix pixels avec un S/B supérieur à quatre et deux raies du ciel, les mêmes que pour la galaxie J033205.09-274514.0. Les champs de vitesse et de dispersion sont conformes à un disque en rotation, exceptés pour les pixels du haut qui ne montrent pas une assez grande vitesse. Cela peut être dû à leur faible S/B de quatre étant les plus faibles de la

galaxie. De plus, la position de la cinématique de la galaxie dans le $\Delta r - \epsilon$ est celle d'un disque en rotation. Cette galaxie a donc une cinématique de disque en rotation.

J033227.57-274331.4 : galaxie ayant six pixels avec un S/B supérieur à quatre avec une raie du ciel à $\sim 6481 \text{ \AA}$. Le champ de vitesse s'ajuste assez bien, le champ de dispersion modèle est reproduit excepté pour le pixel de droite (4,2) qui a une dispersion bien plus faible. La galaxie a une cinématique perturbée car son pic centrale est décalé.

J033232.58-275053.9 : galaxie ayant huit pixels avec un S/B supérieur à quatre avec une raie du ciel à $\sim 6224 \text{ \AA}$. Les champs de vitesse et de dispersion sont assez bien ajustés et la position dans le $\Delta r - \epsilon$ autoriserait une cinématique en rotation. Cependant Δr est un peu trop grand. Cette galaxie a donc une cinématique en rotation perturbée.

J033232.72-274859.5 : galaxie n'ayant que quatre pixels avec un S/B supérieur à quatre et une raie du ciel à 6225 \AA . Le champ de vitesse est reproduit avec le bon gradient de vitesse, par contre celui de dispersion n'a pas un pic de dispersion assez fort. La cinématique est donc une rotation perturbée.

J033234.91-274501.9 : galaxie n'ayant que quatre pixels avec un S/B supérieur à quatre sans raie du ciel. Les champs de vitesse et de dispersion sont assez bien ajustés, les quelques problèmes proviennent de pixels ayant un faible S/B. En se basant sur la position dans le $\Delta r - \epsilon$, la galaxie a une cinématique de disque en rotation.

J033236.52-275006.4 : galaxie ayant huit pixels avec un S/B supérieur à quatre et des raies du ciel sur les bords pour certains pixels. L'ajustement reproduit les grandes tendances de la galaxie : vitesses extrémales et pic de dispersion. Cependant, le champ de vitesse ajusté ne reproduit pas bien le gradient centrale avec une forte pente, de plus le pic est plus étalé pour les observations. La galaxie semble avoir une cinématique de disque mais avec des réserves.

J033243.59-274804.7 : galaxie ayant sept pixels avec un S/B supérieur à quatre et deux raies du ciel. Les champs de vitesse et de dispersion sont assez bien ajustés pour que la position de la galaxie dans le $\Delta r - \epsilon$ corresponde à un disque en rotation. Cependant, le champ de dispersion n'est pas régulier, il y a trop de dispersion comparé à l'ajustement. La cinématique ressemble plus à une rotation perturbée.

J033248.88-274752.9 : galaxie ayant cinq pixels avec un S/B supérieur à quatre sans raie du ciel. La différence de vitesse dans le champ de vitesse ne s'ajuste pas, il est trop grand (60 km/s) par rapport au modèle (20 km/s). De même, le champ de dispersion connaît un pic trop fort (24 km/s au lieu de 4 km/s). Cette galaxie a une cinématique complexe.

3.5.2 Comparaison des classifications morphologiques et cinématiques

Suivant le travail initié par [Neichel et al. \(2008\)](#), j'ai comparé les propriétés morphologiques et cinématiques de chaque galaxie. Je retrouve ainsi le lien entre la classe morphologique des spirales et celle cinématique des disques en rotation.

Sur les deux galaxies classées comme spirales toutes ont une cinématique de disque en rotation. En revanche, la galaxie J033236.52-275006.4 qui a été classée comme disque en rotation est classé comme une Pec/Irr. Notons que sa place dans les disques en rotation était incertaine. Il y a donc une quasi-bijection entre les galaxies spirales et celles ayant une cinématique de disque en rotation. La classification morphologique et cinématique permet d'avoir une estimation robuste de la fraction des galaxies spirales en vérifiant la morphologie et la cinématique d'une galaxie.

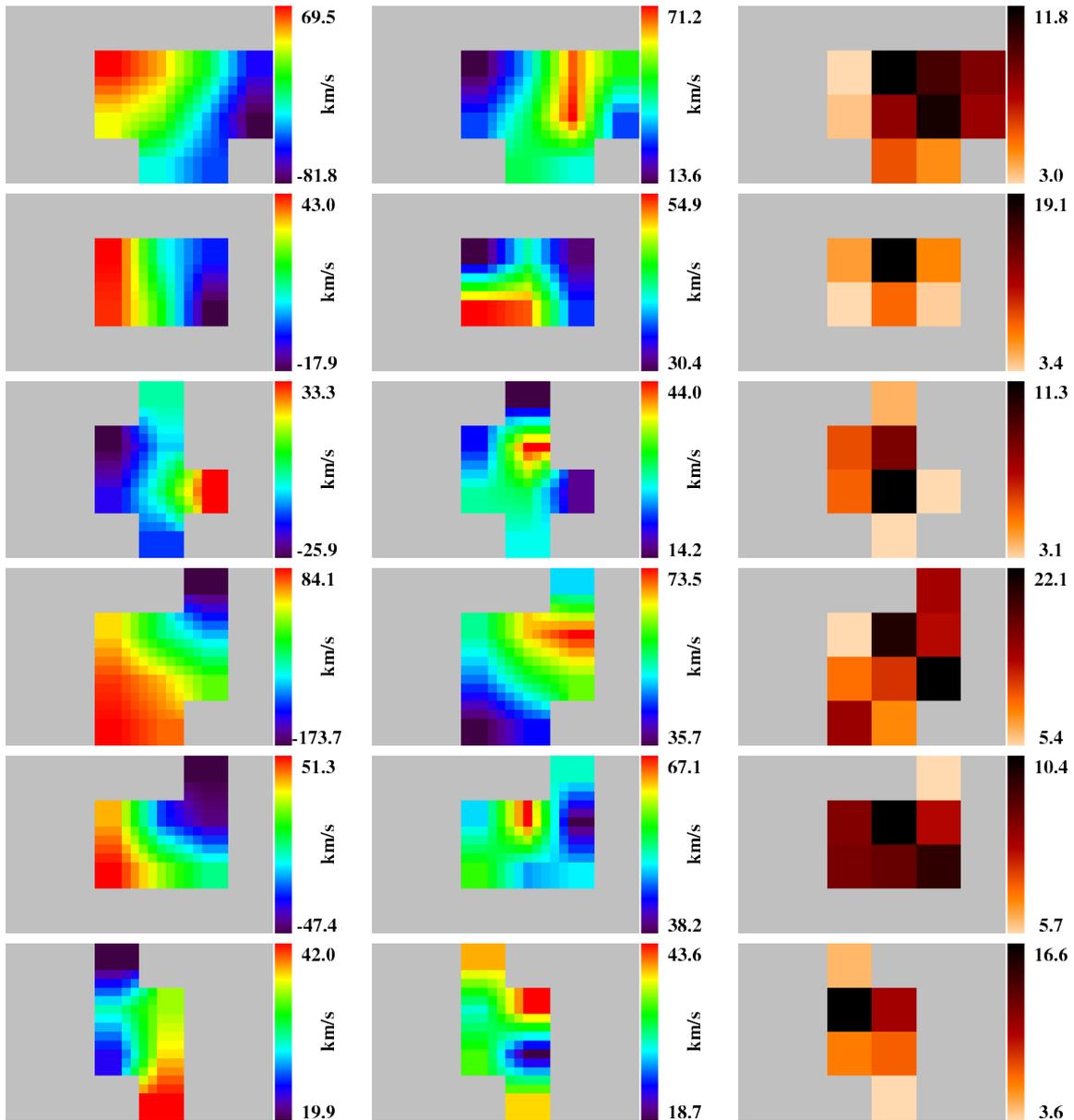


FIGURE 3.18 – Champs de vitesse (à gauche), champ de dispersion de vitesse (au milieu) et carte du S/B (à droite). De haut en bas : J033232.58-275053.9, J033232.72-274859.5, J033234.91-274501.9, J033236.52-275006.4, J033243.59-274804.7, J033248.88-274752.9.

D'un autre côté, les Pec/Irr ont pour la plupart des cinématiques perturbées ou complexes, excepté pour J033236.52-275006.4. Il y a quatre cinématiques complexes et cinq cinématiques perturbées. Les cinématiques perturbées ne sont pas dues à la présence de bulbe invisible dans l'étude morphologique excepté peut-être pour la galaxie J033215.88-274723.1. Cependant cela peut aussi s'expliquer par l'étape finale d'une fusion majeure comme discuté dans la partie sur la morphologie. Les galaxies perturbées ont plutôt tendance à avoir une bulbe bleu en formation stellaire. Cela peut encore être relié à l'épisode finale d'une fusion majeure. Concernant les cinématiques complexes, elles s'expliquent naturellement par une fusion majeure. Une fusion mineure ne serait pas suffisante pour déformer autant la cinématique de la galaxie, tandis que

TABLE 3.1 – *Type cinématique des galaxies de l'échantillon. De gauche à droite : nom de la galaxie, type cinématique, Δr , ϵ , type morphologique, bande spectrale utilisée pour l'observation.*

Name	Type	Δr	ϵ	Type morphologique	Bande
J033205.09-274514.0	CK	0.103	0.612	Pec/Irr	LR06
J033214.48-274320.1	CK	1.267	0.646	Pec/Irr	LR05
J033215.88-274723.1	PR	0.245	0.058	Pec/Irr	LR06
J033220.83-275025.8	CK	0.165	0.278	Pec/Irr	LR05
J033222.59-275232.0	RD	0.064	0.151	Spiral	LR06
J033227.57-274331.4	PR	0.184	0.486	Pec/Irr	LR06
J033232.58-275053.9	PR	0.334	0.154	Pec/Irr	LR05
J033232.72-274859.5	PR	0.068	0.526	Pec/Irr	LR05
J033234.91-274501.9	RD	0.142	0.135	Spiral	LR05
J033236.52-275006.4	RD	0.047	0.011	Pec/Irr	LR05
J033243.59-274804.7	PR	0.017	0.223	Pec/Irr	LR05
J033248.88-274752.9	CK	0.118	0.866	Pec/Irr	LR05

des courants de gaz froids ont tendance à augmenter la dispersion générale d'une galaxie en apportant du gaz sans mouvement de rotation (Puech *et al.*, 2012), mais en conservant les propriétés de rotation de la galaxie.

 TABLE 3.2 – *Résultats statistiques de la cinématique des galaxies d'IMAGES. Dans chaque case du tableau est noté le nombre de galaxie ayant un type morphologique et cinématique déterminé. Dans chaque case, le premier nombre entre parenthèses correspond à la fraction du type cinématique de la colonne pour un échantillon ayant le type morphologique de la ligne, et vice-versa pour le deuxième. Concernant la colonne et la ligne "Total", elles récapitulent le nombre de galaxies et leur fraction pour les types morphologiques et cinématiques.*

Type	RD	PR	CK	Total
Spiral	2 (66.6/100)	0 (0/0)	0 (0/0)	2 (16.6)
Peculiar	1 (33.3/10)	5 (100/50)	4 (100/40)	10 (83.3)
Total	3 (5)	5 (42)	4 (33)	12 (100)

3.5.3 Comparaison avec les autres relevés 3D

La présence de cinématique non rotationnelle, mais chaotique, est visible aussi dans le projet SINS dont un tiers des galaxies subit un épisode de fusion majeure et dont un tiers est dominé par la dispersion de vitesse. A cause du manque de représentativité de ce relevé il n'est pas possible de relier les galaxies de l'époque du relevé SINS et celles d'IMAGES. Quant à MASSIV, 44 % des galaxies sont en rotation. Sachant que MASSIV ne sélectionne que des galaxies en formation stellaire donc exclut les elliptiques, ces 44 % sont un peu supérieurs au taux de spirales attendu à redshifts intermédiaires. Un comparaison entre IMAGES et MASSIV tendrait à montrer que le taux de spirales augmente (de 36 % à 44 %) lorsque le redshift augmente (de 0.6 à 1.5). Cela semble incohérent. Cependant, MASSIV, du fait de sa sélection uniquement basée sur la bande i apparente, est potentiellement biaisé, et la faible taille des échantillons (< 100 galaxies)

engendrent des erreurs suffisantes pour inverser la tendance du fait de la proximité des résultats (8 points de différences).

Deuxième partie

Impact des fusions majeures sur la
séquence de Hubble

Chapitre 4

Scénario de reconstruction des galaxies spirales après des fusions majeures

Sommaire

4.1 Scénario d'évolution des galaxies spirales	118
4.1.1 Scénario d'évolution séculaire	118
4.1.2 Evolution par accréition de gaz froid	118
4.1.3 Formation de galaxies spirales par fusions majeures	120
4.2 Scénario de reconstruction d'un disque après une fusion majeure .	121
4.2.1 Evolution des propriétés des galaxies depuis huit milliards d'années . . .	121
4.2.2 Modèle de reconstruction des galaxies spirales	124
4.3 Test du scénario de reconstruction des galaxies spirales par fusions majeures	124
4.3.1 Simulations détaillées de quelques galaxies à redshifts intermédiaires . .	124
4.3.2 Simulations pour un large échantillon de galaxies à redshifts intermédiaires	127
4.3.3 Simulation d'une galaxie de l'univers proche comme le résidu d'une fusion majeure	127

Depuis la découverte du diagramme de Hubble, la recherche sur l'évolution des galaxies essaie de comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des galaxies. Les quelques pourcents de galaxies particulières du diagramme de Hubble s'expliquent par des fusions majeures récentes impliquant des galaxies de l'univers proche. Les $\sim 30\%$ de galaxies elliptiques se comprennent par d'anciennes fusions majeures pauvres en gaz qui auraient retrouvé un équilibre morphologique et cinématique sous la forme d'une sphéroïde dominée par la dispersion de vitesse (White et Rees, 1978; Negroponte et White, 1983; Barnes, 1988, 1992; Naab et Burkert, 2003). Les observations des galaxies elliptiques pour des $z \sim 2$ montrent des galaxies elliptiques plus petites que dans l'univers proche pour une masse comparable. C'est la marque d'une évolution dans la relation masse-taille de ces galaxies. Leur évolution est donc réévaluée pour expliquer une franche augmentation de leur taille tout en conservant leur masse (Trujillo *et al.*, 2011).

Les 70 % de galaxies restantes, les galaxies spirales, posent plus de difficultés à expliquer, principalement à cause de la structure du disque mince stable. Comment un disque peut-il se former ? Comment avec une matière sans rotation créer du moment angulaire ? Comment, dans

un univers basé sur une formation hiérarchique supposant des collisions successives, une structure de disque peut elle survivre ?

Trois visions suggèrent trois scénarios de formation et d'évolution différents : l'évolution séculaire qui postule une galaxie isolée n'évoluant que par des mécanismes internes ; l'évolution par accréation, douce, pour laquelle une galaxie acquiert de la masse par accréation de gaz ou fusion mineure sur de longues périodes ; l'évolution par fusions violentes où les galaxies évoluent par saut via des fusions majeures.

L'évolution des galaxies est sûrement un mélange de ces trois visions. En effet, pour croître une galaxie a besoin de rassembler de la matière sous la forme d'accréation ou de fusion rendant le modèle séculaire seul sujet à caution. De plus, entre deux fusions majeures, une galaxie peut être considérée comme isolée, évoluant séculairement. Enfin, un mélange de fusion majeure et mineure est très probable. Ce qui importe et qui fait débat dans cette étude est l'importance relative de chaque scénario.

4.1 Scénario d'évolution des galaxies spirales

4.1.1 Scénario d'évolution séculaire

Le premier scénario postule que dans un univers Λ CDM des effondrements de gaz au sein de halos de matière noire sont responsables de la formation des galaxies spirales au tout début de l'évolution de l'univers (White et Rees, 1978; Blumenthal *et al.*, 1984). Lors de l'effondrement du gaz, ce dernier a hérité des propriétés cinématiques du halo dont son moment angulaire (Fall et Efstathiou, 1980). Barnes et Efstathiou (1987) ont montré que pendant la phase de croissance linéaire, le moment angulaire des halos croît en accord avec la théorie de Peebles (1969). Cela permet de reproduire les courbes de rotations plates et la taille des disques (Blumenthal *et al.*, 1986; Mo *et al.*, 1998) à partir des propriétés dissipatives du gaz, de la rotation du halo et de la réponse adiabatique de la matière noire à l'effondrement de la composante baryonique.

Ce scénario rencontre plusieurs difficultés. Le processus d'effondrement dissipatif peut expliquer la formation de galaxies à disque dans des environnements calmes, c-à-d peu denses, mais plus difficilement dans des environnements où les collisions de galaxies ont plus de chance de se produire. Or, des simulations numériques sans effets dissipatifs (sans gaz, ce qui équivaut à l'environnement des amas) ont montré qu'il était rare pour les halos de matière noire d'acquérir une part importante de leur moment angulaire par accréation douce de matière (Vitvitska *et al.*, 2002; Maller et Dekel, 2002). De manière encore plus problématique, certaines simulations ont montré que l'évolution hiérarchique des halos de matière noire pouvait conduire à la destruction des disques formés quand les effets dissipatifs étaient négligés (Toth et Ostriker, 1992; Quinn *et al.*, 1993; Walker *et al.*, 1996; Velazquez et White, 1999).

Le scénario d'évolution séculaire est maintenant plutôt vu comme le scénario de formation des premiers disques qui ont évolué par la suite.

4.1.2 Evolution par accréation de gaz froid

Afin de comprendre comment la masse des galaxies s'est assemblée, des simulations cosmologiques modélisent de petits cubes d'univers (< 50 Mpc) en ajoutant dans les conditions initiales

en plus de la matière noire du gaz (Kereš *et al.*, 2005, 2009b,a, 2012; Kimm *et al.*, 2011; Danovich *et al.*, 2012; Vogelsberger *et al.*, 2012). Ces simulations prennent évidemment en compte la physique complexe du gaz telle que les forces de pression, la formation stellaire, le refroidissement ou encore le feedback. De ce fait, ces simulations cosmologiques sont en mesure de suivre l'accrétion du gaz dans les galaxies, la formation stellaire, le moment angulaire des disques des galaxies spirales, etc. Bien que ces simulations soient plus riches en informations sur l'évolution baryonique des galaxies que les simulations cosmologiques traditionnelles qui ne modèlisent que la matière noire, elle contiennent plusieurs défauts. Tout d'abord, l'implication de baryons rend le temps de calcul beaucoup plus long pour un même nombre de particules. Ces simulations se limitent donc à des cubes d'univers de quelques dizaines de Mpc contiennent moins d'un milliard de particules de gaz (Kimm *et al.*, 2011; Kereš *et al.*, 2012). L'autre point important de ces simulations est la physique des baryons. Par comparaison, la physique de la matière noire est purement gravitationnelle. Elle se modélise par deux types d'algorithme, en arbre ou en maille, qui fournissent des résultats similaires pour des conditions initiales identiques. A l'inverse, la matière baryonique demande la prise en compte de divers phénomènes qui sont mal connus comme l'époque de réionisation ou l'effet du feedback sur l'environnement d'étoiles en formation stellaire. Cela a pour conséquences de produire des résultats différents avec des conditions initiales identiques. Cela donne lieu à différents codes pour simuler le gaz. Dernièrement, Sijacki *et al.* (2012) ont présenté un nouveau code, qui a pour objectif de combiner les avantages des codes SPH (Monaghan, 1992) et AMR (Kravtsov *et al.*, 1997; Teyssier, 2002) pour la simulation du gaz : AREPO (Springel, 2010).

Toutes ces simulations confirment qu'une évolution purement séculaire avec un unique effondrement de gaz au début de l'univers pour former les galaxies spirales n'est pas réaliste. Une galaxie spirale assemble sa masse sur des milliards d'années (Dekel *et al.*, 2009; Kereš *et al.*, 2009b). Une accrétion douce mais continue est un des scénarios envisagés. Je classe aussi dans cette évolution les fusions mineures, ayant des rapports de masse de plus de 1 :10, qui n'ont aucune incidence sur la structure globale d'une galaxie. Lorsque le gaz tombe dans le potentiel du halo de matière noire, il s'échauffe et risque de créer un choc augmentant la température du gaz à la température du viriel du halo de matière noire. Le gaz atteint alors un équilibre thermique et doit se refroidir par rayonnement afin de tomber dans le disque spiral. Ceci se passe sur de longues périodes rendant le processus d'accrétion inefficace. Cependant, Birnboim et Dekel (2003) ont étudié l'accrétion de gaz dans les halos de matière noire et expliquent que le choc ne peut se produire que pour des galaxies ayant une masse dépassant les $10^{11} M_{\odot}$ et de préférence à des $z < 2$. Un flot de gaz « froid » (froid par rapport au gaz qui aurait subi un choc) peut alors être accrété rapidement dans les autres cas (voir figure 4.1). De ce mécanisme d'accrétion de gaz dans certaines conditions, serait né une évolution bimodale des galaxies avec comme limite la masse stellaire de $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Dekel et Birnboim, 2006). Les galaxies au dessus de cette masse seraient des galaxies elliptiques rouges alors que celles avec une masse inférieure seraient des disques bleus. Cela proviendrait du fait que les halos de matière noire d'une masse inférieure à $10^{12} M_{\odot}$ auraient pu accréter du gaz froid à des époques $z > 1$, alors que les halos plus massifs auraient fini d'accréter leur matière à $z \sim 2$ et seraient devenus des galaxies rouges sans formation stellaire, expliquant ainsi les galaxies elliptiques. Les simulations de Kereš *et al.* (2005) montrent cette bimodalité dans l'accrétion du gaz.

Cependant, la faiblesse de la résolution de ces simulations ne permet pas de faire une compa-

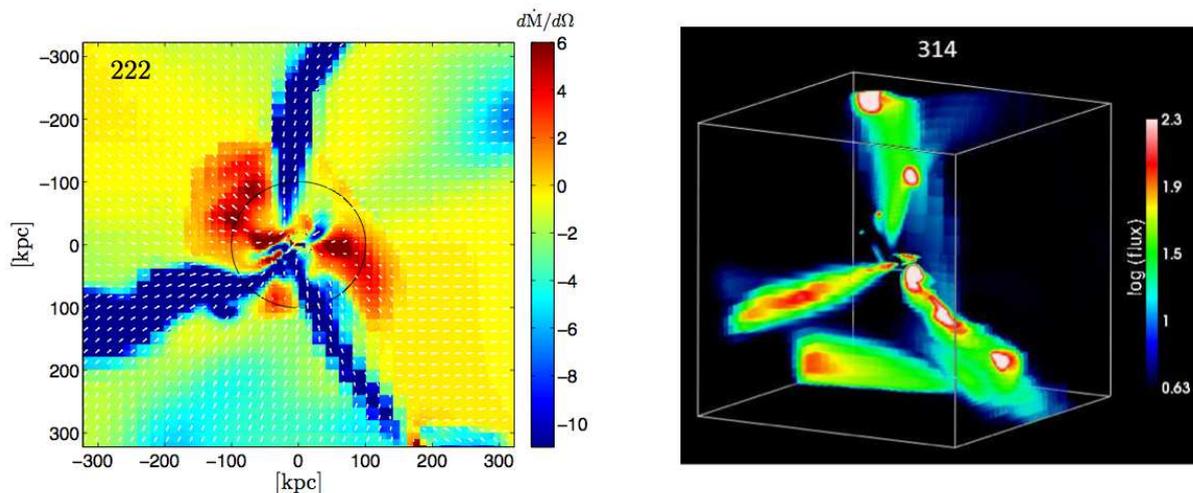


FIGURE 4.1 – *Snapshot d’une partie de la simulation cosmologique Mare Nostrum montrant une accrétion de gaz froid à $z = 2.5$ (Danovich et al., 2012). A gauche, une coupe d’une épaisseur de 1 kpc à travers le centre du halo, montrant trois courants de gaz froid. Le cercle noir indique le rayon du viriel. A droite, une vue en trois dimensions de trois courants contenant des galaxies et une composante gazeuse plus étendue.*

raison précise avec les observations des galaxies proches. Néanmoins, une quantité fondamentale a été étudiée depuis les premières simulations, le moment angulaire. Cette quantité pose de sérieux problèmes aux simulations cosmologiques car elles créent des galaxies ayant trop peu de moment angulaire (Navarro et Steinmetz, 1997, 2000). Une des manières de résoudre ce problème est d’augmenter le feedback et d’éviter le sur-refroidissement du gaz afin que ce dernier ne s’effondre pas en grande quantité au centre de la galaxies gardant son moment angulaire. L’utilisation du code AREPO à la place de GADGET a aussi permis de réduire ce problème (Kereš et al., 2012). Néanmoins bien qu’il y existe des arguments pour augmenter le feedback, lié aux supernovae ou aux trous noirs supermassifs, sans confirmation via des observations, cela restera du “fine-tuning” qui ne peut servir de preuve. Si cette forme d’évolution des galaxies se confirme, les flots de gaz froid seraient surtout présent à grand redshift $z > 1 - 2$ et seront donc très difficiles à détecter (Kimm et al., 2011) pendant encore longtemps. Enfin, il faut aussi éviter un problème d’interprétation des simulations cosmologiques. La figure 4.1 montre une galaxie nourrie par des courants de gaz, des filaments. Cependant dans un filament se trouve des galaxies présageant de prochaines fusions, potentiellement majeures. Les fusions ne doivent pas être interprétées comme des grumeaux dans les courants de gaz froid sous peine de mélanger deux deux mécanismes de formation, accrétion douce et fusion violente.

4.1.3 Formation de galaxies spirales par fusions majeures

La troisième possibilité d’évolution, pour que les galaxies spirales augmentent leur masse, est la fusion majeure. Avant que le modèle hiérarchique soit fortement ancré (White et Rees, 1978), elle était déjà un ingrédient dans l’évolution des galaxies qui s’est confirmé par la suite. Les forces de marée associées à une fusion majeure permettent d’expliquer les caractéristiques morphologiques des galaxies particulières (Toomre et Toomre, 1972; Toomre, 1974). La forte

compression du gaz durant les phases de collision des fusions majeures peuvent expliquer la flambée de formation stellaire dans les LIRG et ULIRG (Sanders *et al.*, 1988; Melnick et Mirabel, 1990; Sanders et Mirabel, 1996). Enfin, plusieurs observations suggèrent que les quasars, les radiogalaxies et les noyaux actifs de galaxies seraient formés lors de fusions majeures (Barnes, 1992; Jogee, 2006).

Bien que ce type d'évolution suivent l'idée du modèle hiérarchique dans lequel les galaxies acquièrent de la masse en fusionnant successivement, sa transposition pour les galaxies spirales a souvent posé des problèmes. En effet, la formation de galaxies spirales par fusions majeures a longtemps été considérée comme impossible tant les simulations numériques montraient que le résultat d'une fusion majeure était une galaxie elliptique (Toomre et Toomre, 1972; Barnes, 1988, 1992; Barnes et Hernquist, 1996; Naab et Burkert, 2003). La fusion majeure semblait incompatible avec un disque stellaire stable. Même les fusions mineures posaient des problèmes. Moins catastrophiques mais plus régulières (Ostriker et Tremaine, 1975), les fusions mineures sans phénomènes de dissipation peuvent causer des perturbations suffisantes pour chauffer le disque de la galaxie spirale (Quinn et Goodman, 1986; Quinn *et al.*, 1993; Walker *et al.*, 1996; Velazquez et White, 1999). Ces études ont débouché sur un travail de Toth et Ostriker (1992) qui contraint le taux de fusions pour éviter un conflit entre le nombre majoritaire de galaxies spirales dans l'univers actuel et le scénario d'évolution par fusions successives.

Cependant, tous ces arguments théoriques et ces simulations avaient la caractéristique commune de ne faire intervenir qu'une faible quantité de gaz comme il en existe en majorité dans les galaxies de dans l'univers proche. Le résultat est différent lorsque les phénomènes de dissipation sont pris en compte (Hernquist, 1989; Hernquist et Mihos, 1995). Les premières études se penchant sur la survie de galaxies spirales après une fusion majeure ont été celles de Naab et Burkert (2001); Barnes (2002). La formation stellaire n'était pas encore incluse dans ces simulations. Avec la prise en compte de la formation stellaire et du "feedback" qui empêche le gaz d'être consommé trop rapidement (Springel et Hernquist, 2003), Springel *et al.* (2005a) ont pu former des disques gazeux stables de différentes tailles. A partir de ces travaux, Springel et Hernquist (2005) ont fait fusionner deux galaxies remplies de gaz qui ont donné comme résultat une nouvelle galaxie spirale. Robertson *et al.* (2006) ont confirmé ces travaux en utilisant une série de fusions majeures ayant des fractions de gaz de plus de 50 % lors de la fusion finale (voir figure 4.2).

4.2 Scénario de reconstruction d'un disque après une fusion majeure

Après ce tour d'horizon des différents processus responsables de la formation et de l'accroissement de masse des galaxies spirales, je m'attarde dans cette section à décrire un scénario d'évolution des galaxies spirales seulement pour les huit derniers milliards d'années ($z < 1$). Ce scénario implique une reconstruction des galaxies spirales après une fusion majeure. Il peut être compatible avec une évolution impliquant des courants de gaz froid pour des $z > 1-2$.

4.2.1 Evolution des propriétés des galaxies depuis huit milliards d'années

Hammer *et al.* (2005a) brossent un tableau de l'évolution des propriétés majeures des galaxies durant les huit milliards d'années : la formation stellaire, l'abondance chimique et la morphologie.

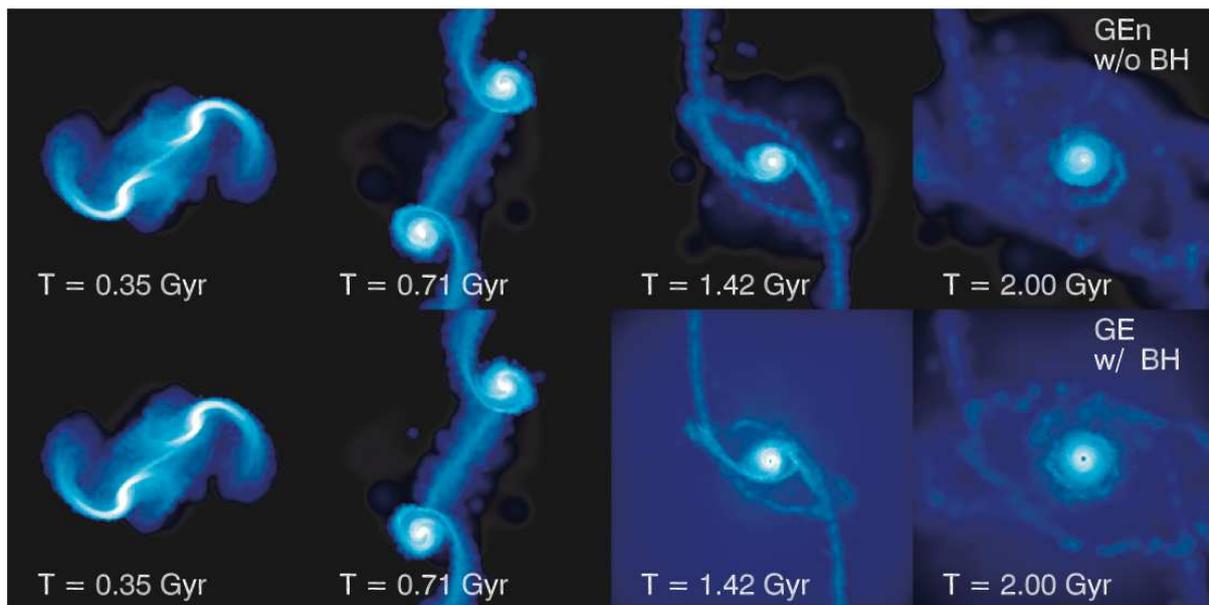


FIGURE 4.2 – Schéma de fusions majeures riches en gaz (Robertson et al., 2006) avec formation stellaire et feedback. En haut, il n’y a pas de trou noir supermassif apportant son propre “feedback” à la différence de la fusion décrite en bas. La taille des snapshots est de $140 \text{ kpc} \times 140 \text{ kpc}$ et le code couleur indique la densité surfacique du gaz. Le principal effet du trou noir est de diffuser la matière ce qui induit des densités surfaciques plus faibles à la fin de la simulation pour le centre de la galaxie.

La mesure de la formation stellaire permet de suivre l’évolution du gaz, se transformant en étoiles, et à quelle vitesse la masse stellaire se forme au sein d’une galaxie. Différentes méthodes permettent de déterminer la formation stellaire (Kennicutt, 1998). La méthode la plus simple consiste à mesurer l’émission UV d’une galaxie. En effet, la formation stellaire produit des étoiles de type O et B de courtes vies mais qui émettent fortement dans l’UV. Un lien peut alors être fait entre la formation stellaire et l’émission UV, en tenant compte de la fonction de masse initiale (IMF, Initial Mass Function) qui détermine le nombre d’étoiles O et B formées durant un épisode de formation stellaire. Un autre indicateur de la formation stellaire se trouve être la raie $H\alpha$ pour les mêmes raisons que pour le rayonnement UV. La luminosité due à cette raie peut se convertir en formation stellaire après une étape de calibration (Kennicutt, 1998). Un problème pourtant se pose fréquemment pour ces deux mesures, l’absorption par la poussière. En effet, les étoiles se forment dans des nuages moléculaires où la présence de poussières peut complètement ou partiellement absorber la lumière UV et la raie $H\alpha$. Des estimations de l’absorption existent, comme le rapport $H\alpha/H\beta$, mais demande de bon S/B et une résolution spectrale moyenne ($R > 600$). Dans le pire des cas une galaxie riche en poussière peut sembler ne pas du tout former d’étoiles.

Dès lors que la poussière est chauffée par les rayons UV, elle réémet cette énergie dans l’IR. De là est basée une nouvelle méthode pour mesurer la formation stellaire avec la lumière IR. Grâce aux satellites spatiaux qui peuvent seuls observer l’IR, absorbée par l’atmosphère, une nouvelle classe de galaxies a été découverte : les LIRG (Luminous InfraRed Galaxy) et ULIRG (Ultra Luminous InfraRed Galaxy) (Sanders et Mirabel, 1996). Ces galaxies émettent très fortement

dans l'IR, $> 10^{11} L_{\odot}$ pour les LIRG et $> 10^{12} L_{\odot}$ pour les ULIRG. L'explication de cette forte luminosité dans l'IR est la combinaison d'une flambée d'étoile enfoui dans une grande quantité de gaz. Dans l'univers proche, ce type de galaxie est très rare ($< 0.5\%$) parmi l'ensemble des galaxies ayant une luminosité dans le visible supérieure à $10^{10} L_{\odot}$. [Hammer et al. \(2005a\)](#) sélectionnent un échantillon représentatif de galaxies à redshifts intermédiaires ($0.4 < z < 1$) et montrent que la fraction de LIRG atteint 15% des galaxies sélectionnées. Si ces flambées d'étoiles duraient très longtemps (> 1 milliards d'années), les galaxies LIRG doubleraient leur masse, brûlant tout leur gaz, et deviendraient des galaxies elliptiques. Or, les galaxies elliptiques sont déjà en place aux redshifts intermédiaires et ne peuvent donc provenir des LIRG. Les LIRG seraient alors des formations stellaires de courte durée dans la vie d'une galaxie qui peut expliquer à lui seul 38% de la formation stellaire des huit derniers milliards d'années ([Hammer et al., 2005a](#)).

L'autre propriété étudiée, sur l'échantillon à redshifts intermédiaires par [Hammer et al. \(2005a\)](#), est la métallicité. Il ressort que la métallicité des galaxies à $z > 0.4$ est deux fois plus faible que celle des galaxies locales. Cela confirme l'étude de la formation stellaire et conduit à un fort taux de production stellaire durant les huit derniers milliards d'années afin d'enrichir le milieu.

En plus de la formation stellaire et de l'abondance, la morphologie des galaxies a aussi fortement évolué depuis huit milliards d'années. Le tableau 4.1 extrait de [Hammer et al. \(2005a\)](#) rappelle les proportions des différentes classes morphologiques en fonction du redshift et cela pour des LIRG ou des non LIRG. Ce tableau montre que les LCG (Luminous Compact Galaxies), les galaxies irrégulières et les fusions majeures ont quasiment disparu dans l'univers proche. Elles n'ont pas toutes pu évoluer en E/S0 lesquelles étaient déjà présentes aux redshifts intermédiaires. Elles ont alors évolué pour devenir des galaxies spirales, le type dominant dans l'univers proche.

Type	$z > 0.4$ LIRG	$z > 0.4$ non-LIRG	$z > 0.4$ galaxies proches	galaxies proches
E/S0	0 %	27 %	23 %	27 %
Spiral	36 %	45 %	43 %	70 %
LCG	25 %	17 %	19 %	$< 2\%$
Irregulière	22 %	7 %	9 %	3 %
Fusion majeure	17 %	4 %	6 %	$< 2\%$

TABLE 4.1 – Comparaison morphologique entre des galaxies à redshifts intermédiaires et des galaxies de l'univers proche, basée sur 36 LIRG et 75 non-LIRG ([Hammer et al., 2005a](#)).

Enfin une dernière propriété est discutée dans l'étude de [Hammer et al. \(2005a\)](#) : la formation stellaire au centre des galaxies. Dans l'univers proche, les galaxies spirales ont des bulbes rouges montrant une population stellaire âgé et ayant une formation stellaire quasi-nulle. A l'inverse à redshift intermédiaire, il n'est pas rare d'observer des bulbes bleus synonyme de formation stellaire ([Hammer et al., 2005a](#)).

A partir des observations de l'évolution des propriétés des galaxies entre $z > 0.4$ et $z = 0$, [Hammer et al. \(2005a\)](#) proposent un scénario d'évolution basé sur la reconstruction des disques des galaxies spirales après une fusion majeure. Durant les huit derniers milliards d'années, une grande partie des galaxies spirales de l'univers proche aurait connu un épisode de fusion majeure. Cette étape de leur évolution a modifié leur morphologie en une galaxie particulière, formé une

partie non négligeable de leurs étoiles et enrichi leur abondance stellaire. Après cette fusion, un disque se serait reconstruit.

4.2.2 Modèle de reconstruction des galaxies spirales

Les LIRG présentent différents types morphologiques, des LCG jusqu’aux grandes galaxies spirales avec une couleur centrale typique des bulbes locaux (Zheng *et al.*, 2004). Cette richesse de morphologie s’expliquent naturellement dans le scénario de reconstruction des galaxies spirales où une LIRG est l’état de transition entre une fusion majeure de galaxie et la galaxie spirale qui en résulte. Trois étapes marquent cette évolution (voir figure 4.3) :

- l’interaction : au cours de cette phase, les disques des progéniteurs sont détruits alors que l’essentiel de la matière tombe vers le centre de masse du système en interaction produisant un pic de formation stellaire important mais relativement court ;
- le résidu compact : le résidu d’interaction est associé à la formation d’un bulbe, durant laquelle le taux de formation stellaire décroît doucement. Durant cette phase, la galaxie apparaît comme une LCG avec une couleur centrale bleue associée à la formation du bulbe ;
- la reconstruction du disque : le gaz expulsé lors de l’interaction ou provenant du milieu inter-galactique est accrété par le résidu de l’interaction et reforme peu à peu un disque. Cela provoque un épisode de formation stellaire à un taux modéré sur l’ensemble du disque en formation.

4.3 Test du scénario de reconstruction des galaxies spirales par fusions majeures

Pour des redshifts intermédiaires, la plupart des galaxies ont le type morphologique “galaxie particulière” associé à une cinématique complexe à grandes échelles. Ceci est probablement la cause de fusions majeures (voir chapitre 2 et 3). Pour s’en assurer, il faudrait pouvoir les reproduire par des simulations de fusions majeures. Dans cette optique, quatre galaxies du projet IMAGES ont été modélisées en détail avec succès (Hammer *et al.*, 2009b; Puech *et al.*, 2009; Peirani *et al.*, 2009). Cependant, modéliser en détail une galaxie demande beaucoup de temps, plusieurs mois. Pour un échantillon plus large (33 galaxies), seul les caractéristiques de premier ordre ont été modélisées (Hammer *et al.*, 2009a). Le scénario de reconstruction des disques spirales induit alors que la plupart des galaxies spirales de l’univers proche sont le résultat de fusions majeures. Elles peuvent alors en garder des traces sous la forme d’irrégularités dans leur morphologie ou dans leur cinématique. NGC 5907 semble être un candidat potentiel du fait de ses deux célèbres boucles entourant son disque mince et de la présence d’un disque épais ; deux structures qui peuvent être expliquées par une fusion majeure (Wang *et al.*, 2012b).

4.3.1 Simulations détaillées de quelques galaxies à redshifts intermédiaires

Peirani *et al.* (2009) s’est intéressé à la galaxie J033239.72-275154.7 qui se situe à un redshift de 0.41 dans le champ GOODS. Sa particularité est d’avoir une barre du près de 6 kpc, un champ de vitesse avec un axe dynamique décalé de l’axe morphologique, un champs de dispersion sans pic centrale et de ne pas respecter la TFR (voir figure 4.4). L’explication la plus vraisemblable de ces caractéristiques serait une épisode de fusion majeure. Les restes de la galaxie la moins

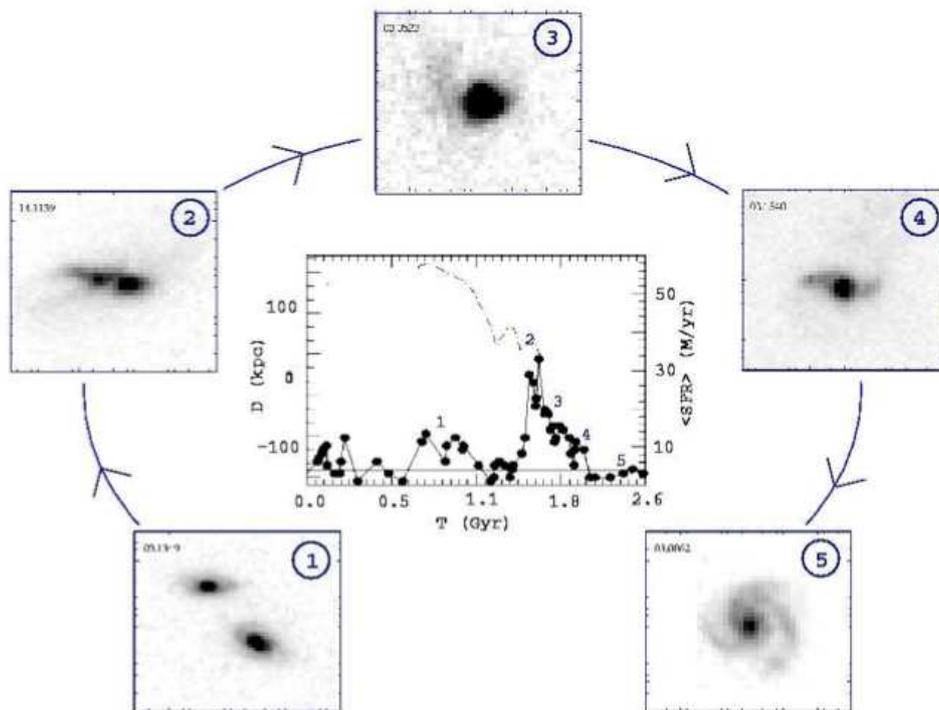


FIGURE 4.3 – Schéma du scénario de reconstruction des disques ([Hammer et al., 2005b](#)). Série de cinq images illustrant les étapes d’une fusion majeure avant et après la reconstruction d’un disque. L’image 1 représente le premier passage entre les deux galaxies avec une formation stellaire moyenne ($10 M_{\odot} \cdot \text{ans}^{-1}$). L’image 2 montre l’étape de la fusion qui crée une flambée d’étoiles. Les images 3 et 4 illustrent la transition entre la fusion et la nouvelle galaxie avec une formation stellaire en chute. L’image 5 montre le résultat de la fusion. Au centre est montrée l’évolution de la formation stellaire.

massive serait la partie compacte et brillante vue sur les observations. Quant à la barre, elle serait le résultat de l’instabilité créée par cette galaxie compagnon.

Dans la même démarche, [Hammer et al. \(2009b\)](#) ont reproduit par fusion majeure la galaxies J033245.11-274724.0. Cette dernière est une LIRG compacte ($R_{\text{half}} = 1.7$ kpc) avec un disque déformé, une formation stellaire élevée de $20 M_{\odot}/\text{ans}$ et se situant à un redshift de 0.43 dans le UDF. Une fusion majeure de rapport de masse un semble le meilleur modèle pour reproduire ces propriétés cinématiques et morphologiques. A $z = 0$, cette galaxie deviendrait une galaxie spirale dont le moment angulaire proviendrait en grande partie du moment orbital de la fusion.

Enfin, [Puech et al. \(2009\)](#) ont modélisé la galaxie J033241.88-274853.9 qui se situe à un redshift plus éloigné que les autres galaxies, $z = 0.6679$. Elle a un disque bleu, jeune (320 millions d’années), entouré par une phase gazeuse turbulente ($f_{\text{gaz}} = 73 - 82 \%$). Un découplage prononcé entre ses étoiles et son gaz ionisé ainsi que des vitesses de dispersion plus élevées que pour un disque en rotation induisent la possibilité que cette galaxie proviennent d’une fusion majeure.

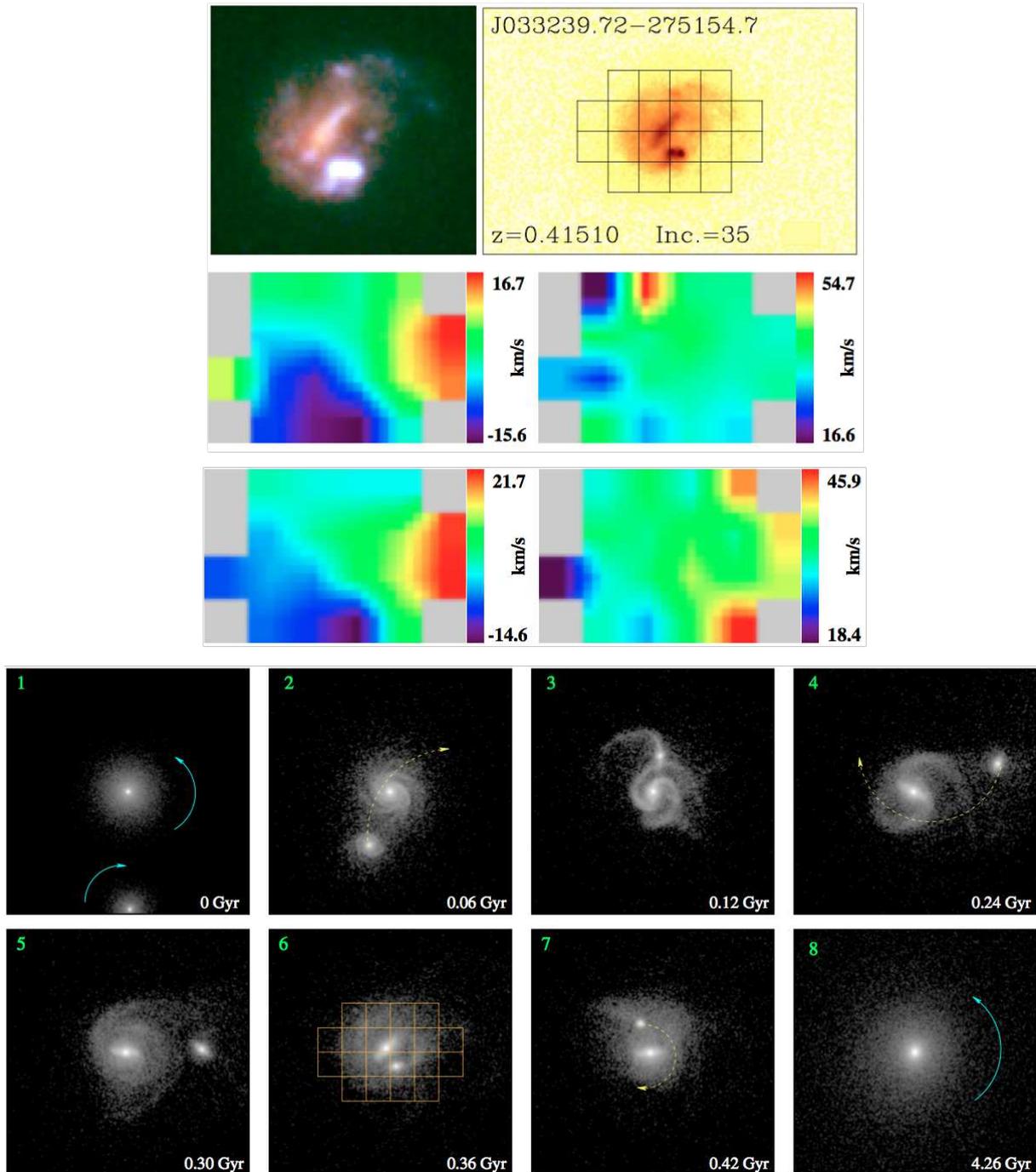


FIGURE 4.4 – *Reproduction de la galaxie J033239.72-275154.7 par fusion majeure. Panneau du haut : carte couleur B-V-z à droite et position de la grille de FLAMES/GIRAFFE à gauche sur une image du HST. Second panneau : champs de vitesse et de dispersion observés de la galaxie. Troisième panneau : champs de vitesse et de dispersion de la simulation. Panneau du bas : les différentes étapes de la simulation de la fusion majeure. La sixième vignette correspond aux observations tandis que la huitième montre le résultat de la fusion à $z = 0$; elle serait une S0.*

4.3.2 Simulations pour un large échantillon de galaxies à redshifts intermédiaires

Ces premiers résultats encourageant montrent que le scénario de reconstruction des spirales après une fusion majeure est pertinent pour quelques galaxies. L'étape suivante est l'étude d'un échantillon plus grand et représentatif de galaxies à redshifts intermédiaires ($z \sim 0.6$). L'objectif est de modéliser les galaxies particulières du projet IMAGES par des fusions majeures et de les laisser évoluer jusqu'à un redshift de 0. Si le scénario de reconstruction des disques est correct, les galaxies simulées devraient alors reformer les spirales de la séquence de Hubble.

Pour cela, [Hammer et al. \(2009a\)](#) sélectionnent 33 galaxies du projet IMAGES à des redshifts intermédiaires ([Yang et al., 2008](#)). Sur la totalité de ces galaxies, 26 montrent une galaxie non-relaxée qui pourrait subir une fusion majeure. L'objectif est de modéliser ces 26 galaxies via des simulations de fusions majeures. Les simulations reprennent les douze cas étudiés dans [Barnes \(2002\)](#) qui couvrent grossièrement tous les cas possibles de fusions majeures. Pour comparer les modèles avec les observations, trois ensembles de paramètres sont pris en compte :

- paramètres morphologiques pour les grandes échelles : bras, barres, hélices, etc ;
- paramètres du champ de vitesse : orientation du gradient de vitesse ;
- paramètres des vitesses de dispersion : position des extremums.

Un indice de confiance est associé pour chaque reproduction des observations par simulation : 17 reproductions sont robustes et 9 sont probables.

La quantité de gaz d'une galaxie peut être indirectement estimée en inversant la loi de Schmidt-Kennicutt. De là, [Hammer et al. \(2009b\)](#) ont pu estimer la fraction de gaz des progéniteurs des fusions majeures. Des fractions de plus de 40-50 % sont déduites, en prenant en compte la masse stellaire produite durant la fusion majeure qui se trouvait sous forme de gaz dans les progéniteurs. Cette grande quantité de gaz confirme la possibilité pour ces galaxies de reformer des disques spirales et justifie les grandes fractions de gaz utilisées dans les simulations.

4.3.3 Simulation d'une galaxie de l'univers proche comme le résidu d'une fusion majeure

Le scénario de reconstruction des galaxies spirales par fusions majeures induit qu'une grande partie des galaxies spirales de l'univers proche soit des restes de fusions majeures s'étant déroulées il y a moins de huit milliards d'années ([Hammer et al., 2009a](#)). Comment alors différencier une galaxie ayant connue une évolution douce d'une autre ayant connue une fusion majeure ? Une partie de la réponse peut se trouver dans les structures faibles des galaxies qui sont un signe de résidus de fusion. Les courants stellaires sont un exemple de structures faibles (une brillance de surface > 25).

La galaxie proche NGC 5907 est un bel exemple de galaxie ayant des courants stellaires dans son environnement. Deux boucles quasiment perpendiculaires à son disque ont été découvertes ([Zheng et al., 1999](#)). Une première explication de ce courant stellaire a été une fusion mineure. La galaxie naine aurait orbité autour de la galaxie laissant derrière elle une queue de marée qui serait devenue un courant stellaire ([Martínez-Delgado et al., 2008](#)). Cependant, il ne reste aucune trace du compagnon qui serait par malchance au seul endroit où il est impossible de le voir, derrière la galaxie.

A l'opposé, dans le cadre du scénario de reconstruction des disques, [Wang et al. \(2012b\)](#)

proposent de considérer ces boucles comme des restes de queues de marée résultant de la fusion et restées piégées autour de la galaxie. La figure 4.5 résume la simulation d'une fusion majeure (rapport de masse 3:1) qui serait à l'origine de NGC 5907 reproduisant son disque mince, son bulbe, les warps de son disque gazeux et ses deux boucles.

Bien que NGC 5907 soit un cas intéressant, le prochain chapitre se penchera sur une galaxie bien mieux contrainte par l'observation, M31.

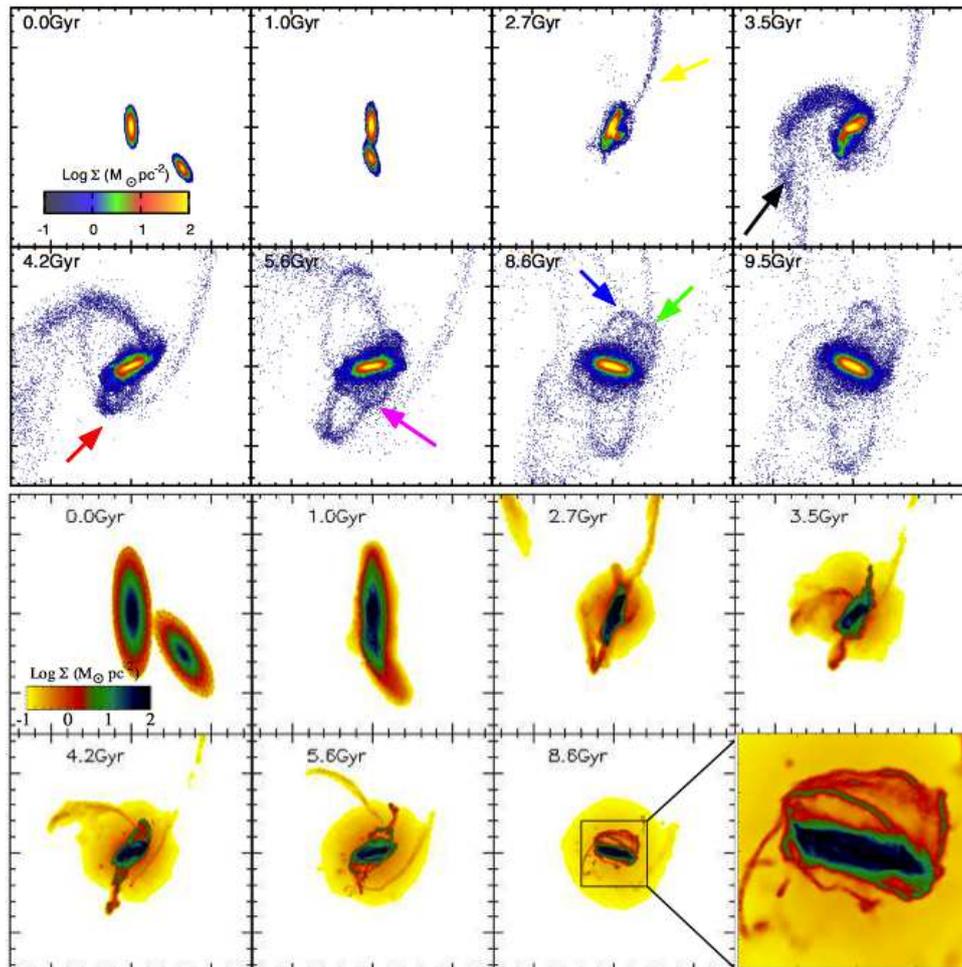


FIGURE 4.5 – Simulation d'une fusion majeure reproduisant les propriétés de NGC 5907. Les huit vignettes du haut représentent l'évolution des étoiles. Les huit vignettes du bas montrent l'évolution du gaz. Pour chaque panneau, le code couleur correspond à la densité d'étoiles ou de gaz définie dans la première vignette. L'époque actuelle dans la simulation est estimée à 8.6 milliards d'années après le début de la fusion en raison de la reproduction des observations dont la présence des deux boucles de NGC 5907.

Chapitre 5

Reconstruction de la galaxie d'Andromède après une fusion majeure

Sommaire

5.1 Propriétés globales de M31	130
5.1.1 La masse de M31	130
5.1.2 La vitesse 3D de M31	131
5.2 Le bulbe classique	132
5.3 Le disque mince de M31	133
5.3.1 Le disque stellaire	133
5.3.2 Le disque HI	135
5.4 Le disque épais de M31	137
5.5 Le halo stellaire	138
5.6 Les courants stellaires	139
5.6.1 Découvertes des courants stellaires	139
5.6.2 Un courant particulier - Le Giant Stream	142
5.7 Modélisation de M31 par une fusion majeure	143
5.7.1 Résumé de l'article	143
5.7.2 Commentaire sur l'article	159

A la suite de la modélisation des galaxies du projet IMAGES et de la galaxie NGC 5907 par des fusions majeures, ce chapitre traite de la reconstruction de M31 par un modèle de fusion majeure. De par sa proximité, de nombreuses études ont observé M31 fournissant un nombre de contraintes observationnelles bien plus grand que pour les galaxies IMAGES ou pour la galaxie NGC 5907. Cette état de fait est un avantage et aussi une difficulté dans notre étude. Les nombreuses contraintes observationnelles, si elles sont bien reproduites, donnent du poids à notre scénario. Cependant, le grand nombre de contrainte à reproduire face au nombre plus petit de paramètres pour une simulation interdit une reproduction totale. De plus, certains aspects de M31 s'expliquent sûrement par d'autres mécanismes qu'une fusion majeure.

Avant de proposer un modèle de fusion reproduisant M31, je dresse un portrait-robot de cette galaxie, partant du disque mince jusqu'au Giant Stream récemment découvert en expliquant pourquoi il est envisageable de considérer cette galaxie comme le résultat d'une fusion majeure.

J'expose ensuite l'article de [Hammer *et al.* \(2010\)](#) dont je suis co-auteur et qui traite de la reconstruction de M31 par une fusion majeure.

5.1 Propriétés globales de M31

5.1.1 La masse de M31

M31 est une galaxie SA(s)b, une galaxie spirale sans barre (SA) avec des bras spiraux qui partent d'un anneau interne (s) et classée dans le groupe b ([van der Marel *et al.*, 2002](#)). Elle se situe à 785 kpc de la Voie Lactée ([McConnachie *et al.*, 2005](#)). La caractéristique qui la rend importante au sein du Groupe Local est sa masse qui représenterait près des deux-tiers de la masse du Group Local ([van der Marel *et al.*, 2002](#)). Bien que cette quantité soit primordiale pour comprendre la formation et l'évolution de M31, elle est encore mal contrainte. Deux éléments la composent : la masse baryonique, due aux étoiles du disque, du bulbe, du halo stellaire ainsi qu'au gaz HI du disque, et la masse cachée, due au halo de matière noire.

Observer la matière baryonique soit dans le visible pour les étoiles soit dans le domaine radio pour le gaz HI permet une estimation assez fiable de la masse baryonique. [Hammer *et al.* \(2007\)](#) déduisent de la magnitude en bande K de M31 ([Barmby *et al.*, 2006](#)) une valeur de la masse stellaire totale égale à $10.3 \times 10^{10} M_{\odot}$, proche du résultat de [Geehan *et al.* \(2006\)](#) déduit de modèles numériques de M31 : $M_{bulge} = 3.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ et $M_{disque} = 7.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. La masse du gaz est plus faible, estimé à $4.23 \times 10^9 M_{\odot}$ pour [Chemin *et al.* \(2009\)](#) et à 25% de plus pour [Braun *et al.* \(2009\)](#). Cela induit une masse baryonique totale de $10.72 - 10.86 \times 10^{10} M_{\odot}$ avec une fraction de gaz égale à 4 – 5 %. Dans le cas de la Voie Lactée, la fraction de gaz est plus grande $\sim 12\%$ montrant que M31 a plus vite brûlé son gaz.

La difficulté de l'estimation de la masse de M31 provient de l'estimation de la masse de la matière noire. La seule méthode pour mesurer sa masse est l'étude cinématique des objets entourant M31. En effet, pour un système en équilibre il existe un lien direct entre sa masse (son énergie potentielle) et la cinématique de ses composantes (son énergie cinétique) : le théorème du viriel. Le premier traceur cinématique utilisé a été la courbe de rotation HI qui fournit une estimation de la masse pour les régions internes de la galaxie (< 30 kpc [Roberts et Whitehurst, 1975](#)). Pour estimer la masse contenue dans une sphère d'environ 300 kpc, des traceurs cinématiques plus éloignés du centre doivent être utilisés ([Erickson *et al.*, 1987, 1999](#); [Gottesman *et al.*, 2002](#); [Watkins *et al.*, 2010](#)). [Watkins *et al.* \(2010\)](#) se servent d'un estimateur statistique pour déduire la masse de M31 à partir des rayons projetés et des vitesses radiales de 23 galaxies naines autour de M31. Le résultat est une masse à l'intérieur de 300 kpc de $M_{300} = 1.4 \pm 0.4 \times 10^{12} M_{\odot}$. Cette méthode est simple mais elle implique des suppositions fortes sur les galaxies naines. Elle les suppose tout d'abord liées à la galaxie. Par exemple, And XII et And XIV sont suspectées de ne pas être liées à M31 du fait de leur grande vitesse radiale, la masse de M31 chuterait alors à $M_{300} = 0.8 \pm 0.2 \times 10^{12} M_{\odot}$. L'autre supposition est un système qui en plus d'être lié est relaxé. Historiquement, ce travail fait suite aux études de [Evans et Wilkinson \(2000\)](#); [Evans *et al.* \(2000\)](#); [Côté *et al.* \(2000\)](#) sur la masse de M31. Dans leur cas, ils se sont servis de la position et de la vitesse des satellites, des amas globulaires et des nébuleuses planétaires, connues au début des années 2000, donnant déjà une masse de $M = 1.2^{+18}_{-6} \times 10^{12} M_{\odot}$. [Klypin *et al.* \(2002\)](#) ont aussi tenté de reproduire les propriétés de la Voie Lactée et de M31 mais par des modèles dynamiques

basés sur le Λ CDM. Ils déduisent une masse de M31 proche de $1.6 \times 10^{12} M_{\odot}$. Ces résultats donne en général une fraction baryonique de l'ordre de 6 %. Ce rapport est bien plus faible que la fraction baryonique dans l'univers qui avoisinent les 20 %. Les simulations utilisées pour reproduire M31 dans l'étude de [Hammer *et al.* \(2010\)](#) sont basées sur des fractions baryoniques de 20 %.

La limite de ces études est l'imprécision ou la méconnaissance des mesures de positions et de vitesses des galaxies naines de M31 ainsi que la supposition d'un système lié et relaxé. Un projet tel que GAIA (Global Astrometric interferometer for Astrophysics [Lindgren et Perryman, 1995, 1996](#)) aura des répercussions évidentes sur la masse de M31 en fournissant des mesures complètes et précises. GAIA rendra peut être aussi possible le calcul du mouvement tangentiel des galaxies naines, permettant de mieux contraindre si l'ensemble des galaxies naines forme un système lié et relaxé. Aujourd'hui seules les galaxies IC 10 ([Brunthaler *et al.*, 2007](#)) et M33 ([Brunthaler *et al.*, 2005](#)) ont une vitesse tangentielle mesurée.

5.1.2 La vitesse 3D de M31

La vitesse radiale de M31 dans le système héliocentrique est mesurée depuis longtemps et vaut $-301 \pm 4 \text{ km.s}^{-1}$. A l'inverse sa vitesse tangentielle, son mouvement propre, est encore très mal connue. Cette dichotomie s'explique par les méthodes employées pour déduire ces deux vitesses. La vitesse radiale se mesure par effet Doppler, une mesure spectroscopique simple et directe, sans hypothèse ni modèle et avec une faible incertitude. La vitesse tangentielle se mesure par différentes méthodes toutes difficiles à mettre en place et sujettes à de grandes incertitudes.

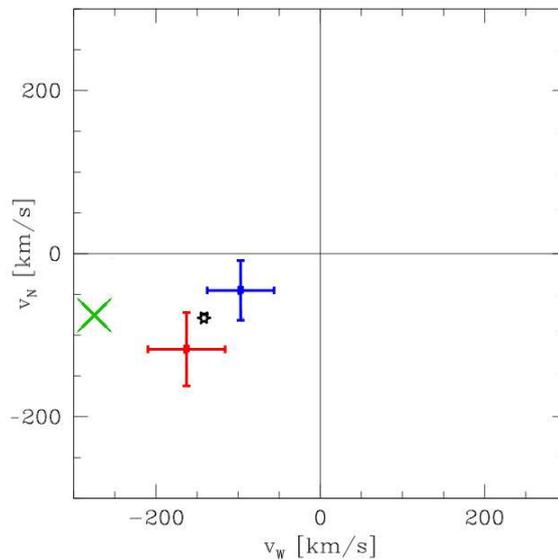


FIGURE 5.1 – *Mouvement propre de M31 dans le système héliocentrique* ([van der Marel *et al.*, 2012](#)). Croix rouge : mouvement propre déduit des données HST. Croix bleues : mouvement propre déduit de la position et de la vitesse radiale des satellites de M31. Le symbole étoile représente le cas où la vitesse tangentielle de M31 serait nulle dans le système galacto-centrique. La croix verte correspond à la valeur déduite de notre étude.

La première de ces méthodes fait suite à la mesure de la vitesse tangentielle de M33 par

Brunthaler *et al.* (2005). En supposant que M33 soit un satellite de M31, il devrait revenir à proximité de M31 dans le passé. Ainsi, Loeb *et al.* (2005) ont contraint la vitesse tangentielle de M31 à une amplitude de moins de 100 km.s^{-1} pour rendre ce retour possible. Autre méthode, van der Marel et Guhathakurta (2008) supposent que les galaxies naines de M31 sont toutes des satellites formant un système relaxé. Ils déduisent de leur vitesse radiale la composante tangentielle de M31. En effet, leur vitesse radiale dans le référentiel galacto-centrique est la somme de leur vitesse radiale dans le référentiel de M31 et de la composante tangentielle de M31 (voir résultat figure 5.1). Enfin la dernière méthode se sert de données astrométriques mesurant le déplacement d'étoiles de la galaxie en utilisant des images prises à plusieurs années d'intervalle. Sohn *et al.* (2012) utilisent cette méthode sur une période de temps de plus de cinq ans avec des images HST tirées de trois champs de M31. Ils se servent des quasars et des galaxies éloignées comme référence fixe (voir résultat figure 5.1 van der Marel *et al.*, 2012). Leur résultat final dans le système galactocentrique est la moyenne des deux vitesses tangentielles fournis par les deux dernières méthodes : $V_{rad} = -109.3 \pm 4.4 \text{ km.s}^{-1}$ et $V_{tan} = 17.0 \text{ km.s}^{-1}$.

Cependant les deux dernières méthodes ne sont pas exemptes de défauts. La méthode avec les satellites supposent un système de satellites lié et relaxé. De plus le faible nombre de satellites n'offre pas une grande précision. La dernière méthodes utilisant le déplacement des étoiles de M31 atteint les limites des possibilités du HST. La précision requise est de l'ordre de la micro arcsec, μs . De plus, dans chaque champ, il faut corriger le mouvement de l'étoile de la cinématique interne de M31, ce qui rajoute une incertitude. Enfin, la figure 5.1 montre que les deux mesures de la vitesse tangentielle de M31 sont à plus de 1.5σ l'une de l'autre, presque incompatibles. Dans ce cas, en faire la moyenne ne renforce pas la mesure. Dans le dernier chapitre, la détermination de la vitesse tangentielle est importante pour vérifier si le scénario expliquant les galaxies naines de la Voie Lactée est juste. La vitesse tangentielle qui découle de notre scénario est à 1.7σ de la mesure déduite par des déplacements d'étoiles dans les champs de M31 (Fouquet *et al.*, 2012) (voir figure 5.1). Encore une fois, GAIA devrait apporter plus de contrainte sur cette question.

5.2 Le bulbe classique

Une composante majeure de la galaxie d'Andromède est son bulbe. Courteau *et al.* (2011) estiment que, si le bulbe suit un modèle de Sérsic, son indice vaut $n = 2.2 \pm 0.3$ et son rayon effectif à une valeur de $R_e = 1.0 \pm 0.2 \text{ kpc}$. Son ellipticité avec les données IRAC est de 0.37 ± 0.03 . La composante bulbe représente 23% de la luminosité totale, $B/T = 0.23$, faisant de M31 une galaxie Sb. Sa brillance de surface moyenne est de $16 \pm 0.2 \text{ mag}$. Le bulbe de M31 est vu comme l'exemple du bulbe classique, sans rotation apparente et sphérique ne suivant pas un profil exponentiel.

La particularité principale du bulbe de M31 est d'être un bulbe classique, c-à-d une petite galaxie elliptique entourée d'un disque. A la différence des pseudo-bulges qui s'expliquent plutôt par des phénomènes séculaires, les bulbes classiques portent la marque d'un ou plusieurs épisodes de fusion (Kormendy et Kennicutt, 2004a; Kormendy *et al.*, 2010). En effet, ils ont souvent une plus grande masse que les pseudo-bulges ($\sim 3 \times 10^{10}$ pour le bulbe de M31) qui implique une accrétion de masse vers le centre de la galaxie qu'une fusion de galaxies explique naturellement. Surtout, les bulbes classiques n'ont pas un profil de luminosité proche de celui d'un disque, un profil exponentiel, mais un profil avec un indice de Sérsic supérieure à 2. Ce changement dans le profil ne peut pas s'expliquer par une simple évolution séculaire. Enfin, la cinématique de ces

bulbes comparée à celles des pseudo-bulges est dominée par la dispersion de vitesse, tout comme les galaxies elliptiques, et non pas par la rotation. Cela renforce une origine due à une fusion.

5.3 Le disque mince de M31

M31 est l'une des galaxies les plus observées du fait de sa proximité. La taille apparente de son disque optique est ainsi de plus d'un degré, ce qui représente le double de la taille angulaire de la pleine Lune. Son disque se compose de deux structures principale : un disque stellaire et un disque de gaz HI plus étendu et entourant le disque stellaire. De plus, il existe des sous-structures telles qu'un anneau d'un rayon de 10 kpc observable dans le visible et les relevés HI, ainsi que des irrégularités sur les bords du disque.

5.3.1 Le disque stellaire

Afin d'avoir une vue complète du disque stellaire, plusieurs campagnes d'observation ont mesuré le profil de brillance de surface de M31 dans différentes bandes spectrales. Les premiers ont été [Walterbos et Kennicutt \(1987\)](#) qui ont observé le disque stellaire à l'aide de plaques photographiques dans les bandes spectrales U, B, V et R. Une bosse à 10 kpc est déjà visible sur leurs données et sera ensuite reconnue comme l'anneau de M31 d'un rayon de 10 kpc (voir figure 5.2). [Choi et al. \(2002\)](#) ont continué ce travail dans la bande B et I avec des caméras CCD pour une surface de $1.7^\circ \times 5^\circ$. Ces travaux ont pu s'étendre plus vers le centre de M31 grâce à l'utilisation de la bande I. De plus, cette bande est un meilleur traceur de la masse stellaire que les bandes U, B ou V. Une nouvelle génération de télescopes a permis de couvrir des zones spectrales plus éloignées comme l'IR. [Barmby et al. \(2006\)](#), utilisant IRAC (InfraRed Array Camera) sur Spitzer, ont couvert $3.7^\circ \times 1.6^\circ$ pour quatre bandes dans l'infrarouge 3.6, 4.5, 5.8 et $8 \mu\text{m}$, avec un étalonnage de $0.861''$ par pixel tandis que [Beaton et al. \(2007\)](#) se sont servis des données de 2MASS 6X (Two Micron All Sky Survey) pour produire des cartes de 2.8 deg^2 de M31 en bande JHK (voir figure 5.2). De l'autre côté du domaine spectral, [Thilker et al. \(2005\)](#), dans leur étude pour comparer l'émission UV et les zones de $H\alpha$, ont fourni une image et un profil de luminosité dans le proche (Near) et lointain (Far) UltraViolet (NUV-FUV).

En définitif, l'étude de [Courteau et al. \(2011\)](#) déduit, des différents relevés de brillance de surface, une longueur caractéristique du disque exponentiel, nettoyé de la poussière, de $R_d = 5.3 \pm 0.5 \text{ kpc}$ et une ellipticité de 0.73 ± 0.03 . L'inclinaison du disque est de 77° et son PA vaut 35° ([Walterbos et Kennicutt, 1987](#)).

Après l'étude sur le profil de luminosité, des études se sont penchées sur les populations stellaires du disque de M31. Ces dernières nous renseignent sur l'histoire de la formation stellaire (SFH Star Formation History) du disque et donc sur sa construction. La mesure puis l'ajustement par des modèles de diagrammes couleur-magnitude (CMD Color-Magnitude Diagram) donne une indication sur les âges et les métallicités des étoiles formant le disque stellaire. De nombreuses études se sont penchées sur cette question en utilisant pour la majorité le seul télescope capable d'accéder à la séquence principale des étoiles de M31, le HST, sur diverses cibles dans le disque ou dans son environnement proche ([Bellazzini et al., 2003](#); [Brown et al., 2006a](#); [Davidge et al., 2012](#); [Dalcanton et al., 2012](#); [Bernard et al., 2012](#)). L'ajustement des CMD ne peut qu'apporter des tendances et non des mesures précises à moins de 1-2 Gyr. De plus la précision des CMD est

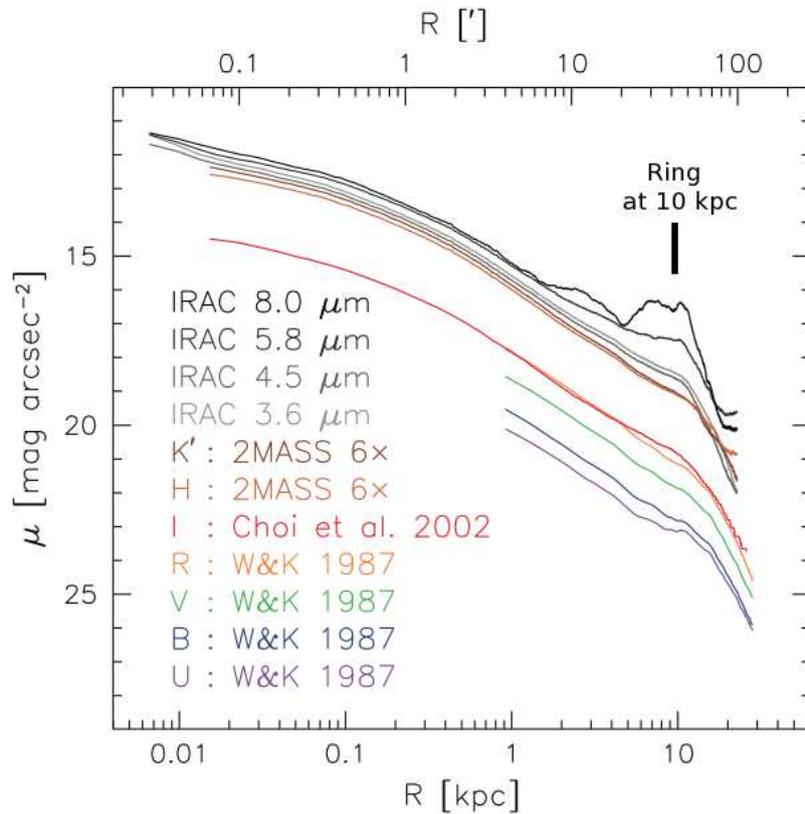


FIGURE 5.2 – Profil de luminosité de M31 de la bande U à l'IR (Courteau et al., 2011). Les profils UBVR sont extraits des plaques photographiques de Waltherbos et Kennicutt (1987). Les profils de brillance de surface de la bande I, 2MASS 6X H, K' et des trois bandes d'IRAC sont respectivement extraits des travaux de Choi et al. (2002), Beaton et al. (2007) et Barmby et al. (2006).

meilleure pour des formations stellaires récentes qui se distinguent par une séquence principale encore présente et des étoiles plus lumineuses. Différentes études sur la formation stellaire ne se préoccupent alors que de la formation stellaire récente de M31 (Williams, 2003). Ce qui ressort des études sur la SFH de M31 est une formation stellaire qui s'étale dans le temps et non pas une flambée d'étoiles suivie d'une évolution séculaire (Ferguson et Johnson, 2001; Williams, 2002; Dalcanton et al., 2012) avec encore aujourd'hui une activité (Davidge et al., 2012; Williams, 2003). Trois époques de formation stellaire semblent émergées : la première formant les étoiles les plus vieilles il y a plus de dix milliards d'années ; la seconde à plus de huit milliards d'années qui est vue comme l'époque du début de la formation du disque pour Davidge et al. (2012) ; et la troisième qui forme une population plus riche en métaux et plus jeune au alentour de six milliards d'années dans le passé (Brown et al., 2003). Ces différentes étapes dans la construction de la population stellaire du disque et de ses alentours (< 20 kpc) indiquent des périodes de fortes formations stellaires entrecoupées de périodes plus calmes. En se servant de ces considérations sur les populations stellaires, nous proposons un modèle de fusion de M31 qui peut être daté. Le premier passage se déroulerait il y a plus de huit milliards d'années tandis que le second, correspondant aussi à la fusion finale, se passerait il y a près de six milliards d'années.

L'extension du disque stellaire

Une étude spectroscopique (Ibata *et al.*, 2005) a découvert une composante étendue du disque stellaire qui peut être détectée jusqu'à ~ 40 kpc (~ 8 longueurs caractéristiques du disque) depuis le centre de la galaxie. Cette composante a un profil de densité exponentiel très similaire au disque stellaire. Bien que cette structure soit plus granuleuse, elle apparaît en moyenne suivre le disque stellaire, bien que sa longueur caractéristique semble légèrement plus grande (6.6 kpc au lieu de 5.3) et qu'il existe un retard de la vitesse circulaire à grandes distances du centre ($\Delta v = 20$ km.s $^{-1}$). Ce qui peut le distinguer d'un disque épais est sa dynamique froide, avec une dispersion de vitesse de 20 à 40 km.s $^{-1}$. Cette structure à grande distance montre un échauffement dynamique et une déformation, étant plus sensible aux interactions. Le fait que cette structure soit bien l'extension du disque mince n'est pas encore totalement certain.

5.3.2 Le disque HI

Le gaz HI est la seconde composante baryonique en masse après les étoiles, en bien plus grande quantité que le gaz d'hydrogène ionisé ou que les autres gaz. Il n'en est pas moins invisible dans les bandes photométriques classiques comme le visible, l'IR ou l'UV. Le seul moyen de le détecter est de tracer sa présence par la détection de la raie à 21 cm, dans les longueurs d'onde radio. En effet, lorsque le spin de l'électron du gaz HI se désexcite de son premier niveau hyperfin vers son état fondamental, passant d'un spin opposé à celui du proton à un spin aligné avec ce dernier, il émet un photon d'une longueur d'onde de 21 cm. Le gaz HI se répartit en deux composantes : le disque HI contenant la majeure partie du gaz et les nuages de gaz dispersés autour de M31. Le disque de gaz entoure le disque stellaire et est plus étendu que lui, allant jusqu'à 30 kpc. Sa masse avoisine les $5 \times 10^9 M_{\odot}$ (Braun *et al.*, 2009).

La courbe de rotation de M31

Le disque HI par son étendue est l'outil idéal pour tracer la courbe de rotation de M31 et en déduire son profil de masse. Bien que Rubin et Ford (1970) aient fait une étude cinématique des régions HII de M31 pour en déduire une courbe de rotation, les relevés ultérieurs ont utilisé massivement la raie à 21 cm (Guibert, 1973, 1974; Emerson, 1974, 1976; Cram *et al.*, 1980; Sofue et Kato, 1981; Sawa et Sofue, 1982; Braun, 1991; Carignan *et al.*, 2006). Les deux derniers relevés du gaz HI utilisent d'un côté le télescope Westerbork associé avec le Green Bank telescope (GBT) (Braun *et al.*, 2009; Corbelli *et al.*, 2010) et d'un autre côté le Synthesis Telescope (Chemin *et al.*, 2009). La précision des mesures de ces deux études est similaire avec une résolution spatiale de l'ordre de 50 pc et une résolution cinématique de 2 km.s $^{-1}$.

La courbe de rotation obtenue d'après la carte du gaz HI (voir figure 5.3) est mesurée jusqu'à près de 38 kpc. Elle montre un pic à 340 km.s $^{-1}$, un creux à 202 km.s $^{-1}$ autour de 4 kpc, deux parties plates à 264 km.s $^{-1}$ et 230 km.s $^{-1}$, et enfin une hausse jusqu'à 275 km.s $^{-1}$ dans les régions externes (voir figure 5.3). La masse totale ainsi déduite à l'intérieur de 38 kpc est $4.7 \pm 0.5 \times 10^{11} M_{\odot}$.

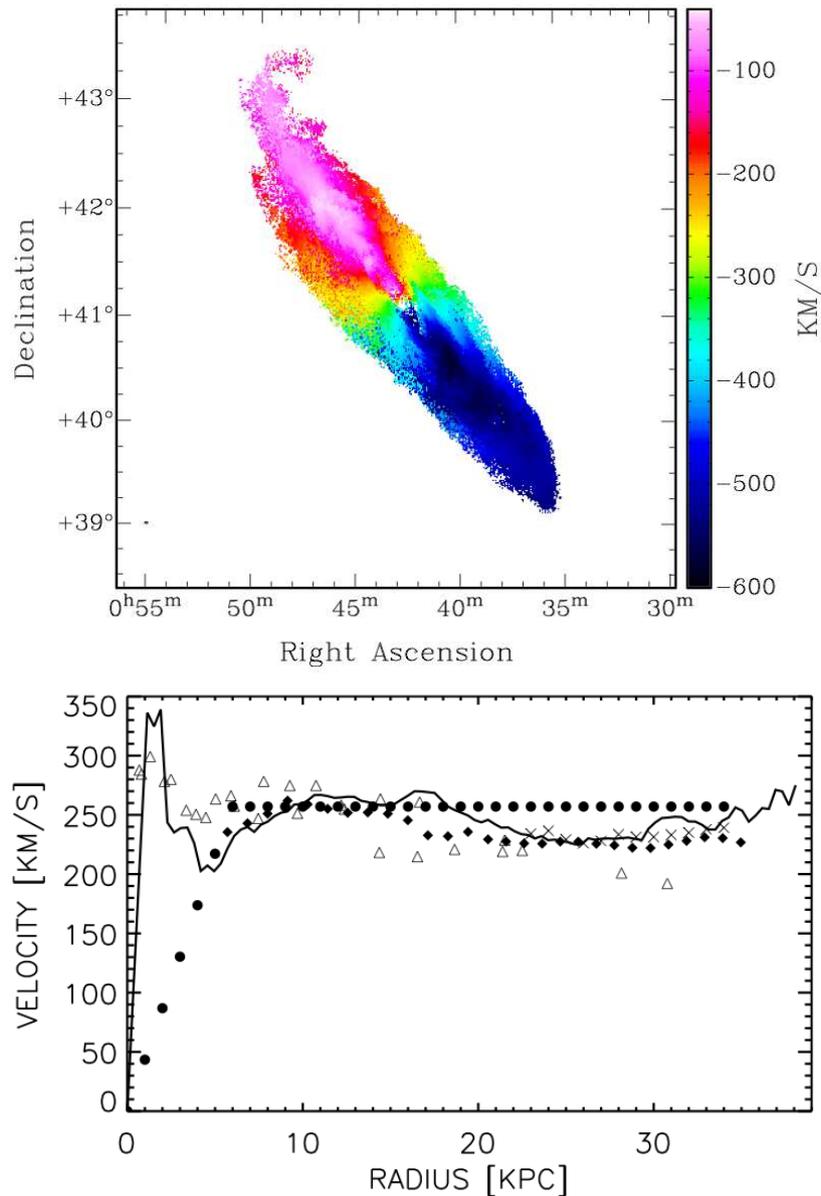


FIGURE 5.3 – En haut, champ de vitesse du gaz HI de M31 (Chemin et al., 2009). La structure de disque en rotation est facilement identifiable avec le sud-ouest qui s'éloigne de nous et la partie nord-est qui se rapproche. Les vitesses sont données dans le référentiel héliocentrique, non corrigées du mouvement global de M31 de -300 km.s^{-1} . En bas, comparaison des courbes de rotation du gaz HI provenant de différentes études : Newton et Emerson (1977) les croix, Brinks et Burton (1984) les cercles, Braun (1991) les triangle, Carignan et al. (2006) les losanges. La ligne correspond au résultat de la courbe de rotation de Chemin et al. (2009).

Irrégularités du disque HI

Bien que la galaxie d'Andromède soit classée parmi les galaxies spirales régulières, elle n'est pas exempte de faibles irrégularités. Dans les relevés du gaz HI, sur les bords du disque émergent des motifs visibles au nord-est et un au sud-ouest. Celui du sud-ouest se situe à 34.1 kpc et mesure 6.8 kpc. Les motifs au nord-est se situent à près de 36.3 kpc et mesurent 9.1 et 6.8 kpc (Chemin

et al., 2009). Ces trois irrégularités semblent réelles car elles ont été détectées par deux études indépendantes (Chemin *et al.*, 2009; Corbelli *et al.*, 2010). Leur présence pourraient s'expliquer comme l'extrémité de bras spiraux. Au sein même du disque se dessine une autre irrégularité, déjà connue grâce aux relevés dans le visible : un anneau d'un rayon de 10 kpc interprété comme une surdensité de matière.

Ces irrégularités peuvent s'expliquer naturellement par des perturbations causées par une autre galaxie lors d'une fusion majeure ou mineure. Par exemple, Bernard *et al.* (2012) tentent d'expliquer la déformation sud-ouest de M31 par le passage de M33 en se basant sur des considérations sur les âges des populations stellaires de la déformations sud-ouest et de M33. Un épisode de fusion majeure peut tout aussi bien déformer le disque. De plus, une fusion avec une orbite polaire, i.e. avec un moment orbital perpendiculaire au moment angulaire des galaxies, peut expliquer la formation de l'anneau de M31.

5.4 Le disque épais de M31

En plus du disque mince, un disque épais est observable sur M31. Généralement, les disques épais ont une longueur caractéristique verticale plus élevée que celle du disque mince. Les dernières recherches montrent que la masse du disque épais n'est pas si faible (du même ordre de grandeur) comparé à celle du disque mince (Comerón *et al.*, 2011a). Presque toutes les galaxies spirales dans l'univers proche ont un disque épais (Comerón *et al.*, 2011a, 2012). Plusieurs modèles suggèrent une explication de cette composante galactique : (1) une fusion mineure échaufferait une partie du disque stellaire au début de sa formation formant le disque épais (Quinn *et al.*, 1993; Velazquez et White, 1999; Walker *et al.*, 1996; Villalobos et Helmi, 2008); (2) une galaxie satellite perdrait ses étoiles dû aux forces de marée de sa galaxie hôte, lesquelles formeraient alors un disque épais (Dierickx *et al.*, 2010; Wyse *et al.*, 2006); (3) une fusion majeure riche en gaz qui après reformation d'un disque mince garderait comme trace un disque épais (Brook *et al.*, 2004; Wilson *et al.*, 2011); (4) une migration radiale des étoiles du disque mince par instabilité qui formerait le disque épais (Loebman *et al.*, 2011; Solway *et al.*, 2012).

La découverte et l'étude des disques épais sont rendus difficiles par leur faible brillance de surface (voir figure 5.4). Seuls les disques épais de galaxies proches peuvent être observés (van Dokkum *et al.*, 1994; Tikhonov *et al.*, 2005; Yoachim et Dalcanton, 2008; Comerón *et al.*, 2011b, 2012). Concernant M31, Sarajedini et Van Duyne (2001) ont étudié la formation stellaire à l'aide d'un CMD d'une zone un peu excentrée du disque, observée avec le HST. Leurs conclusions suggèrent que la forme de la fonction de distribution de métallicité ne s'explique pas avec un modèle uniquement composé d'étoiles du halo stellaire. Il manque un élément qui pourrait être un disque épais. Collins *et al.* (2011), suivant les travaux de Ibata *et al.* (2005) sur le disque mince à grandes distances du centre, ont confirmé la découverte du disque épais en utilisant le spectrographe KECK/DEIMOS. Pour éviter toutes confusions, je rappelle que l'extension du disque mince découvert par Ibata *et al.* (2005) ne semble pas appartenir au disque épais mis en évidence par Collins *et al.* (2011). Ces deux structures se révèle ne pas avoir les même propriétés cinématiques. En ce qui concerne le disque épais, en pointant le télescope sur 21 champs au sud ouest de la galaxie, Collins *et al.* (2011) ont observé deux populations séparées par leur vitesse radiale, l'une appartient au disque mince et suit la courbe de rotation du disque, l'autre appartient au disque épais et connaît un décalage de plus de 20 km/s. Les deux populations ont

des propriétés bien distinctes, telles que la dispersion de vitesse et la métallicité. La dispersion de vitesse du disque épais est de $50.8 \pm 1.9 \text{ km.s}^{-1}$ quand celui du disque mince est de $35.7 \pm 1.0 \text{ km.s}^{-1}$ tandis que le disque épais est plus pauvre en métaux, $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0 \pm 0.1$, comparé au disque mince, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7 \pm 0.05$. Enfin, la taille caractéristique radiale du disque épais est plus grande avec 8 kpc. Quant à la masse, ils l'évaluent entre 2.4 et $4.1 \times 10^{10} M_{\odot}$, du même ordre de grandeur que celle du disque mince. Il est encore impossible de trancher définitivement quant à l'explication de ce disque épais. Cependant, une telle masse ne peut provenir d'un seul satellite. En revanche, une fusion majeure permet d'expliquer la masse et l'homogénéité des propriétés du disque épais.

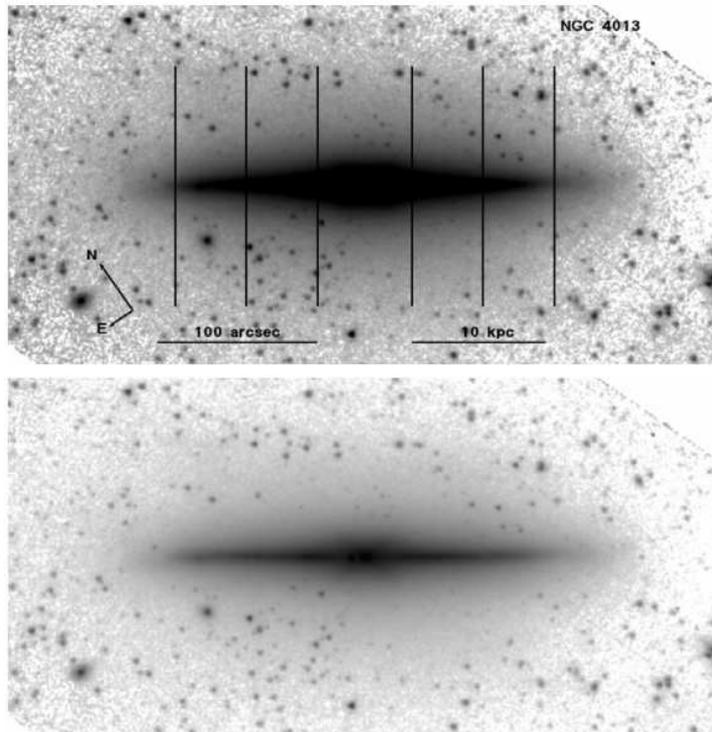


FIGURE 5.4 – Illustration de la notion de disque épais avec la galaxie NGC 4013 (Comerón et al., 2011b). Sur ces deux images du satellite Spitzer à $3.6 \mu\text{m}$ en changeant le contraste, le disque mince est visible sur celle d'en bas et le disque épais sur celle d'en haut.

5.5 Le halo stellaire

Une autre composante très tenue dans une galaxie est le halo stellaire. Les étoiles dans cette structure galactique sont très éloignées du centre de la galaxie, dans des régions très peu denses comparées à celles du disque stellaire ou du bulbe. Elles ne sont pas réparties dans un disque mais dans une sphère d'une taille proche du rayon de viriel. Ces conditions leur permettent de pouvoir conserver leurs conditions cinématiques initiales qui peuvent nous renseigner sur leur origine. Différents scénarios tentent d'expliquer cette structure ténue. Elle peut être une relique des premières étoiles formées mais qui n'auraient pas chuter dans le disque stellaire. D'autres scénarios envisagent que ce sont des étoiles arrachées lors de fusions mineures (Font et al., 2011).

Enfin, le halo stellaire peut aussi être envisagé comme le reste d'éjections de matière durant une fusion majeure.

Concernant M31, [Courteau et al. \(2011\)](#) ont paramétrisé le profil de luminosité du halo avec une loi de puissance en deux dimensions dont l'indice est égal à -2.5 ± 0.2 (ou -3.5 en trois dimensions). Ce résultat est proche de celui trouvé par [Tanaka et al. \(2010\)](#), -2.17 ± 0.15 , ou de celui de [Gilbert et al. \(2012\)](#), -2.2 ± 0.2 . [Courteau et al. \(2011\)](#) estiment que la part de la luminosité du halo stellaire dans la luminosité totale de M31 revient à 4% dans une sphère de 200 kpc suivant le petit axe.

L'étude la plus développée sur le halo stellaire est la caractérisation de la distribution de la métallicité. La technique employée est l'étude des étoiles AGB et RGB via des CMD ([Durrell et al., 2001](#); [Brown et al., 2004](#); [Durrell et al., 2004](#); [Reitzel et Guhathakurta, 2002](#); [Richardson et al., 2009](#)). D'autres études utilisent la spectroscopie multi-objets telles que [Kalirai et al. \(2006\)](#) ou [Koch et al. \(2008\)](#), ce dernier déduisant la métallicité via le triplet du CaII. Utiliser la spectroscopie permet de faire une étude cinématique des étoiles du halo et de séparer les étoiles de M31 des étoiles de premier plan. Le résultat commun à toutes ces études est la mesure d'une métallicité plus grande pour le halo de M31 que pour celui de la Voie Lactée. De plus, [Kalirai et al. \(2006\)](#) mesurent une métallicité qui chute avec la distance à M31 ; une métallicité en moyenne de valeur $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.47 \pm 0.03$ pour $R < 20$ kpc, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.94 \pm 0.06$ pour $R \sim 30$ kpc et $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.26 \pm 0.10$ pour $R > 60$ kpc. [Brown et al. \(2003\)](#) utilisent la caméra ACS du télescope Hubble pour observer des étoiles à 1.5 magnitude en dessous du coude de la séquence principale pour une région à 11 kpc du centre. Ils enregistrent une population riche en métaux ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$) et une population stellaire d'âge intermédiaire, 6 à 8 milliard d'années. [Brown et al. \(2007\)](#) étudient une zone plus éloignée à 21 kpc tandis que [Brown et al. \(2008\)](#) vont jusqu'à 35 kpc. Ces études confirment qu'il existe un gradient de métallicité, plus on s'éloigne du centre de M31 plus les étoiles sont pauvres en métaux et âgées. Ce gradient de population stellaire dans le halo stellaire pose une contrainte sur la formation de ce dernier. La fusion majeure envisagée dans cette thèse avec un premier et un second passage à huit et six milliards d'années est cohérent avec les étoiles trouvées dans le halo. Au premier passage, il y a huit milliards d'années, des étoiles sont éjectées au loin formant l'extérieur du halo, puis au second passage ce sont des étoiles plus jeunes et plus riches en métaux qui sont éjectées autour de la galaxie résultant de la fusion ; elles forment le halo interne.

Concernant la cinématique du halo, [Reitzel et Guhathakurta \(2002\)](#) mesurent une vitesse de dispersion de 150 km.s^{-1} autour d'une vitesse moyenne de -300 km.s^{-1} avec le LRIS (Low Resolution Imaging Spectrograph) sur le Keck II. Cela est confirmé par [Chapman et al. \(2006\)](#) utilisant le spectroscopie DEIMOS du Keck II et notant l'absence d'une vitesse de rotation du halo stellaire.

5.6 Les courants stellaires

5.6.1 Découvertes des courants stellaires

Atteignant des profondeurs de plus en plus grandes avec des télescopes dédiés à cet usage tels que le Black Bird Remote Observatory (BBRO) d'un diamètre de 0.5 m (voir figure 5.6), [Martínez-Delgado et al. \(2009, 2010, 2012\)](#) ont découvert de nouvelles structures de très faibles

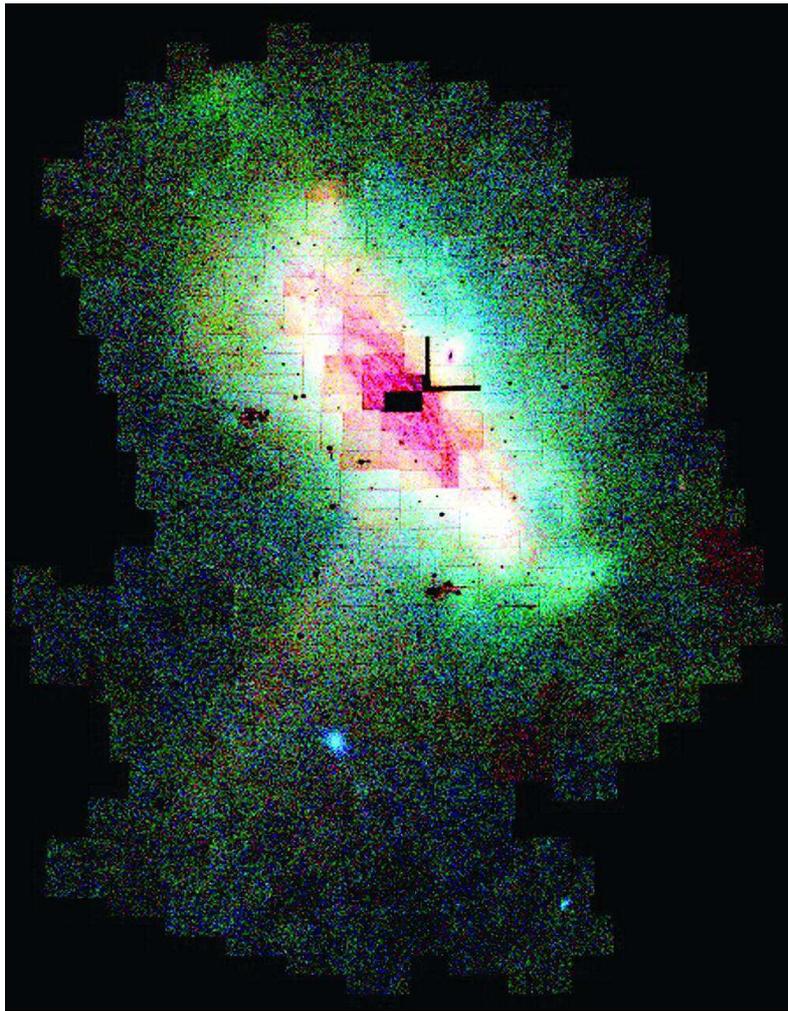


FIGURE 5.5 – Mosaïque multi-couleur du relevé de M31 sur 40 deg^2 effectué par le INT. Le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. Les étoiles pauvres en métaux et jeunes sont en bleu tandis que celles âgées et riches en métaux sont en rouge. Le halo à dominante verte montre une population de métallicité moyenne, avec un gradient du centre vers l'extérieur.

luminosités (brillance de surface de l'ordre de $27 \text{ mag. arcsec}^{-2}$) indiquant l'existence de courants stellaires répartis sur des dizaines de kpc^2 pour des masses avoisinant celles de galaxies naines, $10^8 M_{\odot}$. Dans l'environnement de la Voie Lactée, deux courants stellaires ont été découverts : le courant du Sagittaire dans le prolongement de la galaxie naine Sagittarius (Ibata *et al.*, 2001b; Martínez-Delgado *et al.*, 2001; Majewski *et al.*, 2004) qui s'explique par le résultat des forces de marée de la Voie Lactée sur cette galaxie naine proche; le courant stellaire du Monoceros de plus faible brillance de surface dans le plan du disque de la Voie Lactée (Peñarrubia *et al.*, 2005; Casetti-Dinescu *et al.*, 2010; Meisner *et al.*, 2012). L'explication communément retenue pour les courants stellaires est une généralisation du cas du courant du Sagittaire. Elle suggère que les courants stellaires sont le résultat de la matière éjectée de galaxies naines désagrégées à cause des forces de marée des galaxies hôtes (Martínez-Delgado *et al.*, 2008; Peñarrubia *et al.*, 2005, 2006). La morphologie des courants proviendrait de la conservation des paramètres orbitaux des éjections qui une fois dans le potentiel sphérique se mettent à orbiter (Majewski *et al.*, 2004).

Cependant, une fusion majeure peut aussi générer des courants stellaires par le retour et la mise en orbite de queues de marée ([Wang et al., 2012b](#)).

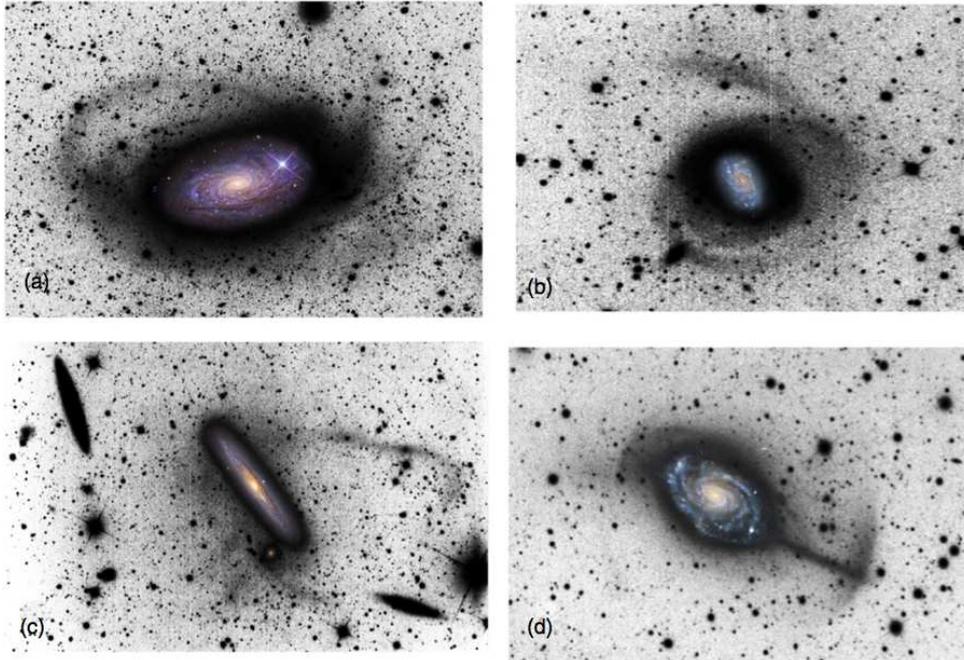


FIGURE 5.6 – Exemples de courants stellaires sur des galaxies proches ([Martínez-Delgado et al., 2010](#)), (a) = M63, (b) = NGC 1084, (c) = NGC 4216, (d) = NGC 4651. Combinaisons d’images, très profondes, en gris, et d’images couleurs montrant le disque mince.

Dans la recherche de galaxies ayant des courants stellaires, la galaxie M31 est une candidate idéale car elle est très proche mais vue de l’extérieur, à la différence de la Voie Lactée. Le premier courant stellaire, détecté par la caméra grand angle du INT (Isaac Newton Telescope), a été nommé le courant stellaire géant (Giant Stream, GS [Ibata et al., 2001a](#)). [Ferguson et al. \(2002\)](#) continuèrent le relevé profond autour de M31 atteignant des magnitudes limites en bande i de 23.5 et en bande V de 24.5 sur une surface de 25 deg^2 , correspondant à un rayon de 55 kpc autour de M31. D’autres courants moins importants que le Giant Stream furent découverts au sud-ouest et au nord-est. Utilisant le SDSS, [Zucker et al. \(2004b\)](#) ont découvert un courant stellaire au nord-est d’Andromède appelé NE.

Dans l’étude de [Ibata et al. \(2007\)](#), les premières données d’un relevé venant compléter celui déjà accompli par le INT est décrit : le relevé PAndAS (Pan-Andromeda Archaeological Survey). Ce dernier utilise le CFHT pour agrandir la zone couverte autour de M31 dans un rayon de 150 kpc, et rejoint la galaxie voisine M33. [Ibata et al. \(2007\)](#) ont découvert que le prolongement du GS relie M33 à M31.

Les courants stellaires sont encore une indication d’un passé mouvementé pour M31, pré-sageant de la présence de fusions majeures et/ou mineures. Il est impossible qu’une évolution séculaire produise de telles structures galactiques. De même une accrétion de gaz a peu de chance de créer des courants stellaires. Soit le gaz orbite autour d’une galaxie formant un anneau de gaz trop dilué pour pouvoir former des étoiles, soit le gaz est compressé au centre de la galaxie et il a peu de chance d’en ressortir sous forme d’un long courant stellaire.

5.6.2 Un courant particulier - Le Giant Stream

Le GS est le premier courant stellaire découvert autour de M31 par les travaux de [Ibata et al. \(2001a\)](#) du fait de sa taille de plusieurs dizaines de kpc et de sa grande brillance de surface pour un courant stellaire. [McConnachie et al. \(2003\)](#) explorent plus en détail le GS avec les données du CFHT (voir figure 5.5 pour une image récente du GS). Par le biais de CMD, ils en déduisent que l'extension du GS atteint 60 kpc et qu'il est derrière M31. L'extrémité du GS est à une distance de l'ordre de 880 kpc du soleil, ~ 100 kpc de plus que celle de M31. La cinématique du GS est obtenue par le spectrographe multi-objet, KECK/DEIMOS, sur une région s'étalant de 20 à 125 kpc du centre de M31 (voir figure 5.7). [Ibata et al. \(2004\)](#); [Guhathakurta et al. \(2006\)](#); [Gilbert et al. \(2009\)](#) découvrent une faible vitesse de dispersion $11 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}$, tandis qu'un fort gradient de vitesse existe créant une différence de 245 km.s^{-1} sur les 125 kpc observés. [Brown et al. \(2006b,a\)](#) étudièrent les populations stellaires du GS en créant des CMD, se servant du HST. Le GS se compose d'étoiles d'âges intermédiaires, entre six et dix milliards d'années; il n'existe pas de population jeune significative. [Brown et al. \(2006b\)](#) indiquent que la proximité des propriétés stellaires entre le GS et la sphéroïde autour M31, et une absence de plusieurs courbes dans le CMD du GS tendent à prouver que ces deux structures ont été créées de concert.

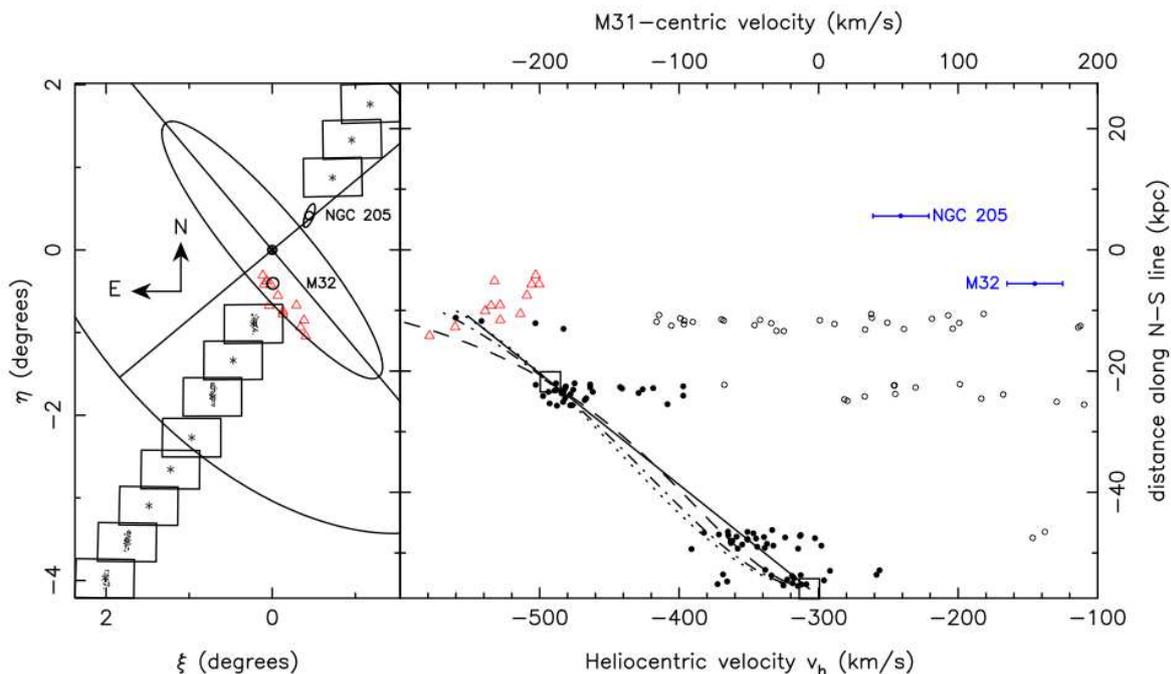


FIGURE 5.7 – Cinématique du GS ([Ibata et al., 2004](#)). A gauche, sont placées M31, M32 et NGC 205 en coordonnées équatoriales centrées sur M31 ainsi que les champs du CFHTLS et les observations par le Keck/DEIMOS, indiquées par des cercles noirs pleins. Les triangles rouges marquent la position des nébuleuses planétaires observées par [Morrison et al. \(2003\)](#). A droite, sont représentées les mesures des vitesses radiales par rapport à la distance au centre de M31 : les vitesses radiales de M32, NGC 205, des étoiles du relevé fait avec le Keck/DEIMOS qui sont dans le GS (les cercles noirs pleins) et celles qui n'y sont pas car ayant une vitesse $> 100 \text{ km.s}^{-1}$ que celles du centre du GS (les cercles vides). La ligne noire est un ajustement de la fonction des vitesses radiales.

La quasi-totalité des études traitant de la formation du GS ont pris comme parti qu’il était le résultat du passage d’une galaxie naine satellite de M31. Ce scénario s’insère naturellement dans un modèle hiérarchique de formation des galaxies spirales qui seraient causée par des fusions mineurs. Les premières tentatives d’explication de cette structure ont souvent essayé de relier la création du GS à celle de la perturbation nord-est en paramétrant une orbite passant par les deux structures. Très souvent le progéniteur choisi du GS a été la galaxie naine M32 ou NGC 205 du fait de leur masse et de leur partie externe un peu déformée (Choi *et al.*, 2002; Ferguson *et al.*, 2002; Merrett *et al.*, 2003; Fardal *et al.*, 2006; Font *et al.*, 2006). Cependant, les données cinématiques du GS mettent en doute le scénario prédominant de création du GS via M32 (Ibata *et al.*, 2004). En effet, les vitesses radiales du GS mesurées ne concordent pas avec celles des modèles impliquant M32, de plus la dispersion de vitesse du courant est bien plus faible que celle de M32 (50 km.s^{-1} en dehors du centre van der Marel *et al.*, 1994).

Le travail de Font *et al.* (2008) remet en question l’explication d’une fusion mineure. En comparant le diagramme métallicité-âge du GS produit par Brown *et al.* (2006a) avec celui d’une accrétion d’un satellite de masse $\sim 5 \times 10^8 M_{\odot}$ tiré de simulations, Font *et al.* (2008) ont pu dater approximativement l’époque d’accrétion du GS à six milliards d’années. Pour une accrétion plus ancienne, il n’y a que des étoiles vieilles ; pour une plus récente, il y a trop d’étoiles jeunes comparé aux populations stellaires du GS déduites de Brown *et al.* (2006a) (voir la figure 7 de leur étude). Ce résultat est en contradiction avec les modèles proposés qui demande une accrétion récente, $\sim 1 \text{ Gyr}$. En effet, un accrétion récente exigerait un arrêt de la formation stellaire dans le satellite accrété, ce qui ne se retrouve pas dans les simulations numériques. Dans le cas d’une accrétion de plus de six milliards d’années, le satellite aurait eu le temps de faire plusieurs passages. La seule possibilité serait l’accrétion il y a plus de cinq milliards d’années d’un satellite dépourvu de gaz. Cependant les galaxies, ayant ces propriétés et assez de masse pour générer le GS, sont des galaxies denses telles que M32 à qui il est difficile d’arracher de la matière.

Malgré toutes les études détaillées sur les propriétés du GS et de ses possible progéniteurs, la formation du GS reste incertaine. En reprenant la constatation de Brown *et al.* (2006b) que les populations du GS et de l’environnement de M31 sont similaires, Hammer *et al.* (2010) ont proposé une création commune durant une fusion majeure. Dans ce cas, la formation du GS ne serait plus le résultat d’une perte de masse due à une fusion mineure, mais le résultat d’une éjection d’une queue de marée. En effet, la formation d’une queue de marée est un nouveau courant stellaire. La partie de la queue de marée proche de la galaxie reste lié à la galaxie tandis que le reste peut être éjecté. En détail, cela dépend des conditions de création de la queue de marée, rayon de pericentre, masse des galaxies, excentricité, etc. Lorsque la partie de la queue de marée lié à la galaxie retombe dans le potentiel de la galaxie, elle va se mettre à orbiter créant des boucles autour de la galaxie hôte, reconnue comme un courant stellaire (Wang *et al.*, 2012a).

5.7 Modélisation de M31 par une fusion majeure

5.7.1 Résumé de l’article

Plusieurs observations suggèrent que la galaxie d’Andromède est le résultat d’une fusion majeure de deux galaxies riches en gaz : M31 a un bulbe classique qui est la marque d’un événement

brutal qui a changé le profil exponentiel en un profil plus pentu (Kormendy et Kennicutt, 2004b; Kormendy *et al.*, 2010), le halo de M31 a une haute métallicité requérant une éjection d'étoiles du disque dans le halo, et dernièrement plusieurs courants stellaires ayant des âges et des métallicités similaires peuplent l'environnement de M31 suggérant une formation commune qui ne peut être due à une unique fusion mineure. De plus, M31 a un nombre bien plus élevé d'amas globulaires et de galaxies naines que la Voie Lactée. Ce surnombre pourraient être dus à la formation d'un nouveau système d'amas globulaire et de galaxies naines durant la fusion. L'étude de Wang *et al.* (2010) sur l'âge des amas globulaires de M31 montre qu'il y a eu plusieurs périodes de formation d'amas globulaire. Le GS ne s'explique pas aisément par des fusions mineures récentes du fait du manque d'étoiles ayant un âge en dessous de 5 milliards d'années (Font *et al.*, 2008).

Afin de dater les étapes de la fusion majeure, c-à-d le premier et le second passage, les histoires de formation stellaire du GS, du halo et du disque épais sont utilisées comme contraintes temporelles. En effet, la formation stellaire dans un système en fusion est décuplé lors du premier passage et surtout de l'épisode de coalescence finale (Cox *et al.*, 2008). Pendant ces étapes, du gaz et des étoiles sont essaimés dans l'environnement de la fusion via la création entre autres de queues de marée. A l'intérieur de ces queues de marée, après juste quelques centaines de millions d'années, la densité décroît provoquant un arrêt de la formation stellaire (Wetzstein *et al.*, 2007). L'âge des étoiles de ses éjectas permet alors de dater leur formation, donc de dater le premier et le second passage. Dans les champs du halo à 21 et 35 kpc (Brown *et al.*, 2007, 2008), il n'y a pas de formation stellaire plus récente que ~ 8.5 milliards d'années. Cette zone devrait être peuplée par la matière éjectée durant le premier passage. Cela fixe à ~ 8 milliards d'année le début de la fusion majeure. Le disque épais et le GS ont des populations stellaires similaires âgées au minimum de 5-6 milliards d'années. Dans un modèle de fusion majeure, le GS se serait formé après le second passage par la matière éjectée sous forme de queues de marée retournant vers la galaxie. Le temps entre les deux passages, 3-3.5 milliards d'années, contraint à de grands paramètres d'impact de la fusion majeure, 24-28 kpc.

Nous avons utilisé le code hydrodynamique GADGET2 amélioré de la formation stellaire, du feedback et du refroidissement du gaz (Cox *et al.*, 2008; Wang *et al.*, 2012a). Des simulations à basses résolutions (10^5 particules) ont été utilisées afin de reproduire les structures de M31 à grandes échelles (disque mince, disque épais, bulbe), des simulations à hautes résolutions ont servi pour des structures plus faibles telles que le GS ($< 5 \times 10^5$ particules). Les observations contraignent fortement les conditions initiales des simulations. Un rapport de masse d'une fusion majeure de 3:1 à 2:1 plus une forte fraction de gaz ($> 50\%$) sont requis pour produire une galaxie ayant un rapport B/T ~ 0.3 (Hopkins *et al.*, 2010). La masse baryonique totale de la simulation est proche de celle de M31, $1.1 \times 10^{11} M_{\odot}$. Une orientation prograde-retrograde pour les moments angulaires des galaxies progénitrices est favorable afin de reconstruire un disque (Hopkins *et al.*, 2008). Afin de produire l'anneau d'un rayon de 10 kpc, nous avons choisi une orbite polaire. Une formation stellaire faible et des progéniteurs riches en gaz, avec plus de 65 % de gaz, sont utilisés afin de conserver assez de gaz avant la fusion pour la reconstruction du disque. La dernière contrainte est le GS. Il est reproduit par les étoiles d'une queue de marée qui sont capturées par le potentiel de la galaxie résultante de la fusion. La formation de cette structure est alignée le long de la trajectoire de la galaxie de plus faible masse laquelle tombe vers le centre de masse durant la fusion, 4.5 milliards d'années après le début de la simulation.

DOES M31 RESULT FROM AN ANCIENT MAJOR MERGER?

F. HAMMER¹, Y. B. YANG², J. L. WANG^{1,2}, M. PUECH¹, H. FLORES¹, AND S. FOUQUET¹

¹ Laboratoire GEPI, Observatoire de Paris, CNRS-UMR8111, Univ. Paris-Diderot 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France; francois.hammer@obspm.fr

² NAOC, Chinese Academy of Sciences, A20 Datun Road, 100012 Beijing, China

Received 2010 August 2; accepted 2010 September 29; published 2010 November 19

ABSTRACT

The M31 haunted halo is likely associated with a rich merger history, currently assumed to be caused by multiple minor mergers. Here we use the GADGET2 simulation code to test whether M31 could have experienced a major merger in its past history. Our results indicate that a $(3 \pm 0.5):1$ gaseous-rich merger with $r_{\text{pericenter}} = 25 \pm 5$ kpc and a polar orbit can explain many properties of M31 and of its halo. The interaction and fusion may have begun 8.75 ± 0.35 and 5.5 ± 0.5 Gyr ago, respectively. Observed fractions of the bulge and the thin and thick disks can be retrieved for a star formation history that is almost quiescent before the fusion. This also accords well with the observed relative fractions of intermediate age and old stars in both the thick disk and the Giant Stream. In this model, the Giant Stream is caused by returning stars from a tidal tail which contains material previously stripped from the satellite prior to the fusion. These returning stars are trapped into elliptical orbits or loops for long periods of time which can reach a Hubble time, and belong to a plane that is 45° offset from the M31 disk position angle. Because these streams of stars are permanently fed by new infalling stars with high energy from the tidal tail, we predict large loops which scale rather well with the features recently discovered in the M31 outskirts. We demonstrate that a single merger could explain first-order (intensity and size), morphological, and kinematical properties of the disk, thick disk, bulge, and streams in the halo of M31, as well as the observed distribution of stellar ages, and perhaps metallicities. This challenges the current scenarios assuming that each feature in the disk (the 10 kpc ring) or in its outskirts (thick disk, the Giant Stream, and the numerous streams) is associated with an equivalent number of minor mergers. Given the large number of parameters, further constraints are certainly required to better render the complexity of M31 and of the substructures within its halo which may ultimately lead to a more precise geometry of the encounter. This would allow us, in principle, to evaluate the impact of such a major event on the Andromeda system and the Local Group.

Key words: galaxies: formation – galaxies: halos – galaxies: individual (M31) – galaxies: interactions – galaxies: spiral – Local Group

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

Our nearest giant neighbor, M31, has attracted a considerable amount of interest since the discovery of many large-scale structures that surround its outskirts. These prominent structures include the Giant Stream (infall of $1.5 \times 10^8 M_\odot$ stellar mass; Ibata et al. 2001) and the gigantic thick disk containing about 10% of the disk luminosity (Ibata et al. 2005). The halo of M31 is haunted by not less than 16 substructures that led Tanaka et al. (2010) to conjecture that they are due to as many accretion events involving dwarf satellites with mass 10^7 – $10^9 M_\odot$ since $z \sim 1$. Observations at radio wavelengths (Westmeier et al. 2005; Thilker et al. 2004, and references therein) reveal high velocity clouds, whose location and kinematics partly follow the Giant Stream. Moreover, a 10 kpc pseudoring inserted in the M31 disk dominates star formation (Baade & Arp 1964), H I gas (Roberts 1966), molecular gas (Nieten et al. 2006), and dust emission (Gordon et al. 2006).

Simulations of the numerous structures in the M31 outskirts have always assumed them to be caused by minor satellites. M32 is understood to be the perturber of the spiral arms (Byrd 1978, 1983), while NGC 205 has been modeled as the cause of the warp seen in the optical and H I disks of M31 (Sato & Sawa 1986). The thick disk has been modeled by earlier disruption, several Gyr ago, of dwarf galaxies on prograde orbits that are coplanar with the disk (Peñarrubia et al. 2006). Simulations of the Giant Stream assumed a collision with an unknown satellite ~ 0.7 Gyr ago (Font et al. 2006; Fardal

et al. 2008). The 10 kpc ring could also be reproduced by an interaction with M32, assuming a polar orbit (Block et al. 2006).

In spite of their success in reproducing M31 structures, several of these simulations may be speculative because the M31 satellite orbits are currently unknown (e.g., Fardal et al. 2009). More problematic is the fact that stars in the Giant Stream (Brown et al. 2007) have ages from 5.5 to 13 Gyr, which is difficult to reconcile with a recent collision (e.g., Font et al. 2008). If the substructures are formed from different progenitors, why do they show obvious similarities in metallicity (e.g., Ferguson et al. 2005)? The main motivation for only investigating minor mergers is to preserve the M31 disk age (Mori & Rich 2008), but the M31 disk is not necessarily very old and permanent, as its associated stellar clusters display young to moderate ages (< 5 – 7 Gyr; Beasley et al. 2004), and most of the stars in the outskirt structures are older than this. One should not discard the possibility that the gigantic structures may have been formed at the same time or even earlier than the disk. In fact, many co-workers in the field (Rich 2004; Ibata et al. 2004; Brown et al. 2006) have hypothesized a possible major merger in the past history of M31.³ More recently, the kinematics of the M31 globular system has been attributed to an ancient major merger (e.g., Bekki 2010).

³ Quoting van den Bergh (2005): “Both the high metallicity of the M31 halo, and the $r^{1/4}$ luminosity profile of the Andromeda galaxy, suggest that this object might have formed from the early merger and subsequent violent relaxation, of two (or more) relatively massive metal-rich ancestral objects.”

Understanding the nature of M31 certainly has an impact in cosmology because it and the Milky Way are the only two giant spirals in our immediate neighborhood. In contrast to the Milky Way, M31 has properties (absolute K luminosity, angular momentum, [Fe/H] in the outskirts) similar to the average of large spirals having the same rotation velocity (Hammer et al. 2007). Half of the progenitors of spiral galaxies in this range were not relaxed 6 billion years ago, according to the detailed studies of their morphologies (Hammer et al. 2005; Neichel et al. 2008; Delgado-Serrano et al. 2010) and kinematics (Puech et al. 2008; Yang et al. 2008). Hammer et al. (2009) verified that various merger phases can reproduce quite well the observed morphologies and kinematics of these non-relaxed galaxies. This agrees with the disk rebuilding scenario (Hammer et al. 2005), according to which most spiral disks have been rebuilt following a major, gas-rich merger during the past 8–9 Gyr. High gas fractions have been shown to be essential during this process (Hopkins et al. 2008, 2009b). Understanding the different substructures of M31 as resulting from a single event such as a gas-rich major merger is an important step in validating or dismissing such a channel for spiral disk formation.

The goal of this study is to investigate whether a past major merger, instead of multiple minor mergers, can reproduce most of the peculiarities of M31. The Λ cold dark matter cosmology ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$) is adopted throughout the paper.

2. OBSERVATIONAL CONSTRAINTS AND INITIAL CONDITIONS

In the following we assume that M31 results from a past major merger. Our goal is to simultaneously reproduce (1) the M31 disk at its rotation velocity, and the bulge, with $B/T = 0.28$, (2) the presence of a very extended, co-rotating thick disk, (3) the 10 kpc dust, H I, star-forming ring, (4) the Giant Stream, and (5) the observed age distributions of stars in the different substructures. Such a choice may appear somewhat subjective, although it has been adopted after thoroughly reviewing many of the M31 properties. First, because the M31 system is very complex to model, we need to limit the number of features that can be reproduced. Second, the limitations of our model (number of particles) prevent us from describing very small structures, for example, the double nucleus of M31 (but see Hopkins & Quataert 2010). Third, we aim at reproducing the zero- and first-order features of each substructure of M31, including their stellar age, mass, and kinematics (if they are available from observations), but not the detailed morphology of each of them (see discussion, Section 5).

According to Hopkins et al. (2009b, see their Figure 7), a mass ratio from 0.3 to 0.5 is required to reform a new bulge with $B/T \sim 0.3$ in the remnant galaxy for gas fractions⁴ ranging between 0% and 50%. However, reforming a significant thin disk requires that enough gas be preserved after the fusion of the cores: it is mostly made of stars from the gaseous thin disk that immediately reforms after the collision (Barnes 2002; Abadi et al. 2003; Governato et al. 2007; Hopkins et al. 2009a). Thus, reforming an Sb galaxy like M31 probably requires a gas fraction in excess of 50% in the progenitors. The total baryonic mass of M31 is $1.1 \times 10^{11} M_\odot$ (Hammer et al. 2007), and at first approximation we can assume that this is the value for the

sum of the two progenitor masses. In order to prevent a too violent relaxation at the center of the main progenitor, we adopt a prograde–retrograde orientation of the spin axes, which has been shown to be more favorable in rebuilding a thin disk after a major merger (Hopkins et al. 2008).

The presence of a gaseous ring favors a polar orbit. As shown by Mori & Rich (2008), the Giant Stream may result from the returning material of the tidal tail formed just before the last passage of the satellite. A similar although longer lived tidal tail is predicted for a 3:1 major merger with a polar orbit, which is associated with the passage of the secondary galaxy just before fusion. During the first passage and until the fusion, star formation is especially enhanced in the secondary galaxy that is harassed by the main one (e.g., Cox et al. 2008). If the Giant Stream was associated with returning particles from the tidal tail formed during the second passage (near fusion), it would contain mostly stars older than the epoch of the fusion; this is because the star formation cannot hold for a long time within tidal tails due to their expected dilution.

We thus propose from Figure 1 a chronological history of the different structures in M31, as this figure can be used as a clock for determining the occurrence of merger phases. The star formation history of the whole system is enhanced during the first passage until the fusion and then at the fusion itself (see Cox et al. 2008). During a merger event, most of the gas and stars in the remnant outskirts have been deposited by tidal tails formed during the first passage and later during the fusion of the cores. A few hundred billion years after its formation, the tidal tail dilutes, provoking a natural quenching of the residual star formation (see Wetzstein et al. 2007). Thus, the age of the material brought by tidal tails provides, with a relatively small delay, the date of both the first passage and fusion times. In the following, we assume that the first passage occurred from 8.5 to 9 Gyr ago, and that the corresponding tidal tails are responsible for the halo enrichment seen in the 21 and 35 kpc fields, without significant star formation more recent than 8.5 Gyr. The thick disk has a star formation history comparable to that of the Giant Stream and is also generated by material returning to the galaxy mostly from tidal tails generated at the fusion. Because their youngest significant population of stars has ages of 5.5 Gyr, the delay between the first passage and fusion ranges between 3 and 3.5 Gyr. This could be accommodated for by relatively large impact parameters (20–30 kpc).

From the above, we can settle the initial conditions for a major merger assumed to be at the origin of M31. Table 1 describes the adopted physical parameters of such an interaction. Given the huge amount of observational data, it is beyond the scope of this study to reproduce the details of all the numerous structures in the M31 system. Instead, our aim in using hydrodynamic simulations is to determine whether or not these numerous substructures can be attributed to a single major merger in the past history of M31.

3. SIMULATIONS

We used the GADGET2 hydrodynamical code (Springel 2005) and initial conditions similar to that of Cox et al. (2006, 2008). For the dark matter, we adopted a core density profile as in Barnes (2002), with a core size of 5.3 and 3.06 kpc for the main galaxy and the satellite, respectively. We verified that our results are not significantly affected by changing the density profile to a Hernquist model that is quite similar in central regions to a Navarro–Frenk–White model (see Section 5). Concerning the implementation of feedback and cooling, we have verified step

⁴ The gas fraction in the progenitors should reach a higher value than in Hopkins et al. (2009b), since they define the gas fraction as its value just before the fusion.

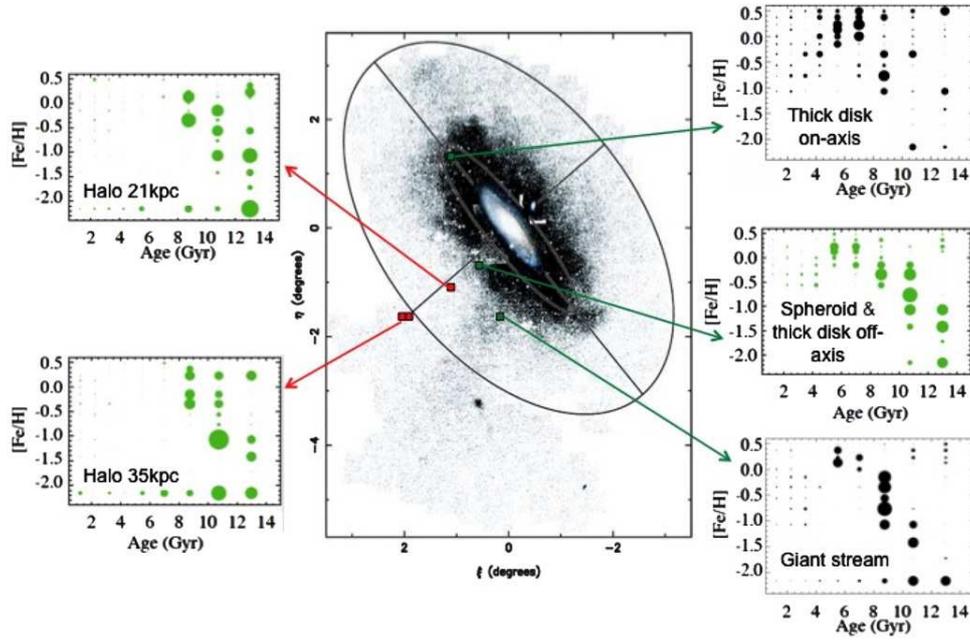


Figure 1. Chronological sketch of the structures surrounding M31. In the central panel (reproduced from Ibata et al. 2005), the large and thick rotating disk is a vast flattened structure with a major axis of about 4° . Squares represent fields observed by Brown et al. (2006, 2007, 2008), and are linked to their measurements by arrows. (A color version of this figure is available in the online journal.)

Table 1
Initial and Adopted Conditions for a Major Merger Model for M31

Ingredient	Tested Range	Comments	Adopted Range
Total mass	$5.5 \times 10^{11} M_\odot$	20% of baryons	...
Mass ratio	2–4	To reform $B/T \sim 0.3$	2.5–3.5
f_{gas} Gal1	0.4–0.6	Expected at $z = 1.5^a$	0.6
f_{gas} Gal2	0.6–0.8	Expected at $z = 1.5$	0.8
Orbit	Near polar	To form the ring	...
Gal1 incy ^b	10–90	Giant Stream	35–75
Gal2 incy ^b	–30 to –110	Giant Stream	–55 to –110
Gal1 incz ^c	90–110	Giant Stream	90–110
Gal2 incz ^c	90–110	Giant Stream	90–110
Spin Gal1	Prograde
Spin Gal2	Retrograde	Significant remnant disk ^d	...
$r_{\text{pericenter}}$	20–30 kpc	See the text	22–30 kpc
Feedback	High-medium ^e	To preserve gas	High/varying ^e
c_{star}	0.004^f –0.03	To preserve gas	0.03

Notes.

^a Daddi et al. (2010) found $f_{\text{gas}} = 0.5$ –0.65 in galaxies with $M_{\text{baryon}} = 0.8$ –2.2 $10^{11} M_\odot$ at $z = 1.5$.

^b Orientation of the angular momentum of Gal1 relative to the orbital angular momentum, y-axis.

^c Orientation of the angular momentum of Gal1 relative to the orbital angular momentum, z-axis.

^d Following Hopkins et al. (2008).

^e In some simulations, the feedback is assumed to be high before fusion and later on, assumed to drop to the medium or low feedback values of Cox et al. (2008); see also Section 4.2.

^f Another way to preserve the gas before fusion in order to allow a significant amount of gas in the disk.

by step our ability to reproduce both the isolated and merger cases for all the different combinations of feedback and cooling in Cox et al. (2008), and as such, all parameters used in our simulations are very similar to those of Cox et al. (see J. L. Wang 2010, in preparation). Usually, the free parameters describing the star formation efficiency and the feedback strength are

chosen in order to match the Schmidt–Kennicutt law between star formation and gas surface densities (see Cox et al. 2006). Given the relatively large scatter of this relation, a large number of combinations can be accommodated (Cox et al. 2006, 2008). In the following, we explored several combinations that are in agreement with this relation, but with the additional constraint of preserving a significant gas reservoir in the progenitors, before fusion (see Section 4.2). Properties of the progenitors are listed in Table 1, and these galaxies have been generated to follow the baryonic Tully–Fisher relation (see Puech et al. 2010, for an argument in favor of a non-evolving relation). Their atomic gas content has been assumed to be 3 times more extended than the stars, as also adopted by Cox et al. (2006); see also an observational support from van der Kruit (2007) and references therein. We have to preserve enough gas immediately after the fusion to preserve the formation of a significant thin disk with more than 50% of the baryonic mass.

During our investigations to optimize the orbital parameters, we run the GADGET2 code with 150,000 particles. In most simulations, we have ensured that the mass of dark matter particles is no more than twice that of initial baryon particles, i.e., gas or stars in the progenitors. During star formation events controlled by the gas volume density (and following the Kennicutt–Schmidt law), we have also limited the number of newly formed stars per gas particle to 3. This is an important limitation to the simulation as we have verified that when newly born stars are relatively too small in mass, they are artificially scattered due to their encountering heavy dark matter particles. Similarly, we need to keep the mass of dark matter particles low enough to avoid non-physical disruption of the newly reformed disk at the end of the simulation. In the following, we have tested that the decomposition of the newly formed galaxy does not depend on the adopted number of particles within the range of 150,000–800,000.

However, simulating the first-order properties of faint structures like the Giant Stream requires a high particle number: the

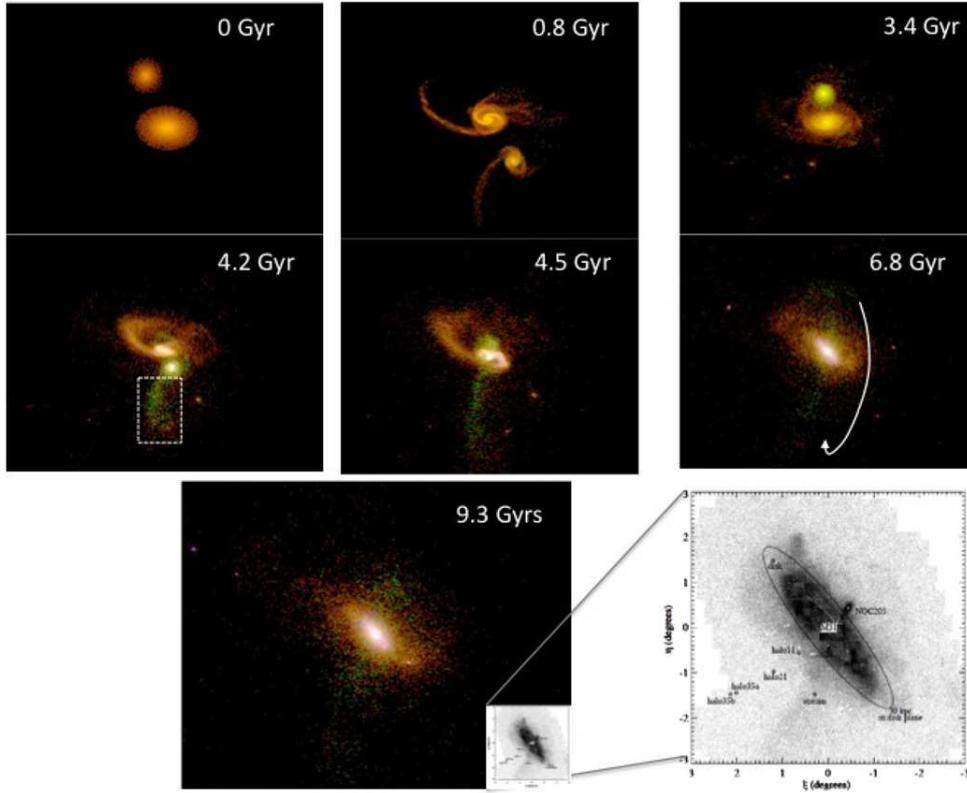


Figure 2. Different phases of a 3:1 major merger for M31 ($r_{\text{pericenter}} = 24$ kpc, Gal1 incy = 70, Gal2 incy = -110). The simulation starts 9.3 Gyr ago ($T = 0$, $z = 1.5$), and the first passage occurs 0.7 Gyr later. Then new stars are forming (green color), especially in the secondary galaxy, until the fusion, which occurs at 4.5 Gyr. The elapsed time between the first passage and fusion is 3.8 Gyr, as the pericenter radius is large. During the second passage ($T = 4.2$ Gyr) a tidal tail containing many newly formed intermediate-age stars (green dots) is formed. Later on this material returns to the galaxy forming the Giant Stream, enriched with stars formed from 5 to 8 Gyr ago. The resulting galaxy in the last panel ($T = 9.3$ Gyr) is compared with the inserted M31 image at the same scale (from Ibata et al. 2005, see an enlarged view of this insert on bottom right). The figure also illustrates the formation of the Giant Stream (see Section 4.4) in a case for which the two galaxies have angle difference near the resonance (180°) providing many particles stripped from the satellite at 4.2 Gyr. Some of the particles within the tidal tail have velocity below the escape velocity of the remnant system and are gradually falling back to the galaxy. They are tracing loops around the newly formed disk as indicated by the arrow in the panel at $T = 6.8$ Gyr. Loops are fed by new particles falling from the tidal tail and are persistent until 9.3 Gyr and later. The dotted rectangle in the 4.2 Gyr panel illustrates how we have selected the tidal tail particles (see Section 4.4).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Giant Stream is made of $3 \times 10^8 M_\odot$, which corresponds to 1/366th of the total baryonic mass of the galaxy, and allows only a few hundreds of particles in the Giant Stream for a 150,000 particles simulation. Having fixed the range of parameters to reproduce the observed decomposition of M31 in the bulge and the thin and thick disks, we used a limited number of simulations with 300,000–800,000 particles to better identify the formation of faint structures.

Table 1 lists the adopted range of parameters which have been investigated (Column 2) and adopted (Column 4) for several models considered in this study. These models are all part of the same family of orbital parameters, and they differ essentially by various adjustments of the star formation history or small variations of orbital parameters. We have begun with a model with moderate gas fractions (40% and 60% in Gal1 and Gal2, respectively) to verify whether a significant thin disk can be formed after fusion, assuming somewhat extreme conditions (e.g., high feedback and very low star formation efficiency) to prevent star formation before the fusion epoch. We then realized that most of the gas preserved before fusion forms a very thin disk (see also Abadi et al. 2003), which also hosts some of the pre-existing stars before fusion. However, the thin disk fraction is generally not much larger than the available

gas fraction before fusion. Because about 65% of M31 stars lie in the thin disk, we have generated for our current models a higher gas fraction that allows us to test less extreme conditions for feedback and star formation efficiency. Indeed, such gas fractions are quite common at $z = 1.4$ (see Daddi et al. 2010), a redshift which corresponds to 9 Gyr ago, just before the interaction between the M31 progenitors (see Section 2). Finally, the models adopted in Table 1 (Column 4) are developed to optimize the reproduction of the decomposition of the galaxy in the bulge and the thin and thick disks, and the disk scale length (see Sections 4.1 and 4.2), the presence of the 10 kpc ring (see Section 4.3), the Giant Stream and its kinematics (see Section 4.4), as well as the fraction of stellar ages in most of these substructures (see Sections 4.2 and 4.4). An overview of the goodness of each model is provided in Section 5.

Figure 2 shows the different steps of the merger for one of our models. At the first passage (at $T = 0.7$ Gyr), tidal tails are formed and enrich the halo, although they are mostly diluted at the fusion epoch. Part of the material ejected during the second passage and the fusion progressively return to the galaxy after the fusion. The material associated with the tidal tail pointing to the bottom of the galaxy (see panel at $T = 4.2$ Gyr) possesses an angular momentum very different from that of the newly

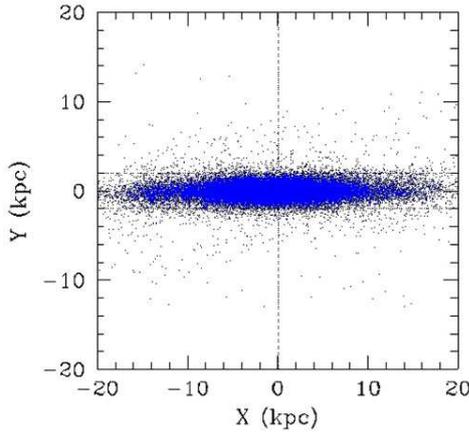


Figure 3. Distribution of newly formed stars 0.5 Gyr after the fusion which occurs 5 Gyr after the beginning of the simulation, for a 2.8:1 merger with $r_{\text{per}} = 30$ kpc, Gal1 incy = 65 and Gal2 incy = -90 . Ten gigayears after the simulation, the diameter of the newly formed disk reaches ~ 36 kpc for a thickness of 4 kpc (see thin lines) in a model for which high feedback has been assumed during the entire duration of the merger. Here the thin disk has been projected along the x -axis, and its angular momentum is oriented along the y -axis.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

formed disk. This perturbation may explain such faint features like the Giant Stream, and could be persistent for several Gyr after fusion (see Section 4.4).

4. RESULTS AND COMPARISON WITH OBSERVATIONS

4.1. Decomposition of the Newly Formed Galaxy in Sub-components

We choose to decompose the newly formed galaxy in three components, according to the relative strength of the angular momentum in the direction of that of the thin disk, which is approximately the orbital angular momentum. A very accurate determination of the thin disk angular momentum is possible because most of the preserved gas particles before the fusion naturally form a thin disk (see also Abadi et al. 2003) in which most of the star formation occurs after fusion. We have used the stars born 0.5 Gyr after the fusion to determine the angular momentum of the newly formed disk (see Figure 3). With this technique, we obtain an accuracy of $\pm 1^\circ$ for determining both the disk position angle (P.A.) and inclination.

Figure 4 (top panels) shows the ratio of the angular momentum along the y -axis to the total angular momentum (J_Y/J_{total}) as a function of the x -axis along which the thin disk is projected (see Figure 3). The final disk rotates anti-clockwise (see Chemin et al. 2009), and the thin disk (illustrated in Figure 3) is easily recognizable in Figure 4 top left panel for values ranging from -0.9 and -1 , which correspond to the gaseous thin disk. Other recently formed stars are located within a compact structure without preferred angular momentum orientations, which corresponds to the bulge. Ibatá et al. (2007) pointed out the confusion in the literature between the spheroid component and the thick disk. They revealed that the minor-axis region between projected radii of $7 \text{ kpc} < R < 18 \text{ kpc}$ is strongly affected by a rotationally supported thick disk that corresponds to approximately $1/10$ th of the thin disk stellar mass.⁵ For a better com-

⁵ It is important to notice that this region (quoted as “spheroid and thick-disk off-axis” in Figure 1) could well be dominated by the spheroid (T. Brown 2010, private communication), depending on the precise density profiles of both spheroid and thick disk.

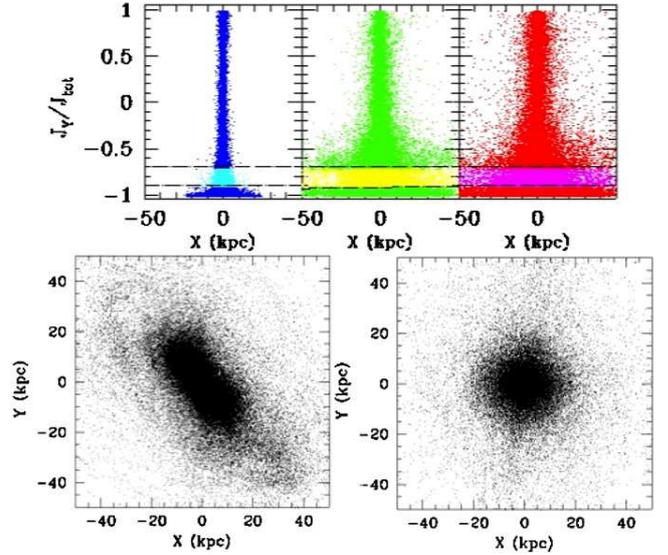


Figure 4. Top: adopted decomposition of the newly formed galaxy (same model as in Figure 3), 10 Gyr after the simulation. Here the thin disk has been projected along the x -axis as in Figure 3. Blue, green, and red dots shown in the three panels represent stars formed 0.5 Gyr after the fusion, stars formed between the first passage (0.5 Gyr after the beginning of the simulation) to 0.5 Gyr after the fusion, and stars within the progenitors, respectively. The two dot-dashed lines delineate the thin and the thick disks, from bottom to top. Bottom: particles distribution in the thick disk (left panel) and in the bulge (right panel). Here the thick disk and the bulge have been projected at the right orientation of M31 thin disk (e.g., P.A. = 38° and inclination = 77°).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

parison with observational data, we assume that the thick disk is made by all particles (except those of the thin disk) whose angular momentum is dominated by rotational motions along the thin disk. It means that J_Y has to be larger than the combination of other components of the angular momentum (i.e., $\sqrt{J_X^2 + J_Z^2}$), i.e., J_Y/J_{total} should be larger than $-1/\sqrt{2} = -0.707$, as illustrated by the dot-dashed lines in Figure 4. We have generated the decomposition proposed by Abadi et al. (2003) for comparison. In their scheme, the thick disk is the residue after subtracting the bulge and the thin disk, assuming a bulge symmetrically distributed around $J_Y = 0$. While the thin disk fraction is found to be very similar with both approaches, the residual thick disk from Abadi et al.’s method is almost twice that provided by our method. We notice that a significant fraction (up to 50%) of such a residual thick disk is made of particles which are not dominated by rotation around the y -axis, which well explains the discrepancy. For comparison with the Ibatá et al. (2005) observations of a rotationally supported thick disk, we keep our decomposition as described above.

4.2. Thin and Thick Disks: Feedback Prescriptions

Table 2 describes how the decomposition depends on the choice of orbital parameters. From the second to the fourth sets of parameters, only the mass ratio varies and the bulge fraction increases as the mass ratio decreases as shown by Hopkins et al. (2009a). However, we have also tested a higher mass ratio (first set of parameters) with a different set of inclinations for the progenitors. Thus, the bulge fraction may also depend on other orbital parameters, here the relative inclination of the progenitors. For example, it reaches a maximum when the difference of inclination between the two progenitors is close

Table 2
Decomposition in Mass (Unit = $10^{10} M_{\odot}$) of the Newly Formed Galaxy
9 Gyr After the Simulation, for Various Parameters of Our Modeling

Parameters	Comp.	Thin Disk	Bulge	Thick Disk
$r_{\text{pericenter}} = 24$	Stars	2.66	2.51	0.85
Mass ratio = 3.5	Gas	3.24	0.15	0.09
Gal inc = 65 and -110	Fraction	62%	28%	10%
$r_{\text{pericenter}} = 24.8$	Stars	2.72	2.31	0.78
Mass ratio = 3.0	Gas	3.34	0.12	0.11
Gal inc = 65 and -89	Fraction	65%	26%	9%
$r_{\text{pericenter}} = 24.8$	Stars	2.38	2.67	0.95
Mass ratio = 2.8	Gas	2.95	0.13	0.10
Gal inc = 65 and -89	Fraction	60%	29%	9%
$r_{\text{pericenter}} = 24$	Stars	2.25	2.84	0.88
Mass ratio = 2.5	Gas	2.91	0.12	0.09
Gal inc = 65 and -89	Fraction	57%	32%	10%
Same as above	Stars	3.62	2.61	1.22
Feedback	Gas	1.32	0.07	0.12
Changed at 3.5 Gyr	Fraction	55%	29%	14%

Notes. For all models but the last one, high feedback has been maintained during all the simulations. For the last simulation, feedback has been abruptly dropped from high to low values (from Cox et al. 2008), 3.5 Gyr after the beginning of the simulation and ~ 0.7 Gyr after the fusion.

to 180° , possibly because more stars take radial orbits and fall into the bulge. It will be shown later in Section 4.4 that this resonance has a more considerable effect on the matter that is stripped from the satellite to the tidal tail at the second passage.

Almost all the simulations we have generated are re-forming significant thin disks containing more than half of the baryonic mass. This is due to our feedback prescriptions that always preserve a significant fraction of gas just before the fusion. As stated by Cox et al. (2008), very little is known about the requisite conditions enabling the star formation to occur. An important prerequisite, however, is the presence of stable gas-rich galactic disks at high redshifts, that could be the progenitors of M31. Cox et al. (2008) have tested feedback for an isolated disk galaxy with an initial gas fraction of $f_{\text{gas}} = 0.52$. They found that the gas fraction is mostly preserved within 1 Gyr if median to high feedback prescriptions are adopted, while low feedback decreases the gas fraction to 0.37 in the same amount of time.

In our current models, we have assumed $f_{\text{gas}} \sim 0.65$: the re-formation of a significant thin disk implies that most of the gas is not transformed into stars before fusion. This calls for relatively high feedback, at least intermediate between the median and high values of Cox et al. (2008). We have verified that for half the value of high feedback of Cox et al. (2008), most of the initial gas is preserved before the fusion. However, re-forming a significant stellar thin disk requires a significant change of the feedback at or after the fusion, in order to transform stars from the gas in the newly reformed disk. It results that from the merger of realistically gas-rich galaxies at $z \sim 1.4$, we may reform a galaxy resembling M31, with the condition of a transitory history of the feedback during the merger, from high to low values. There could be some theoretical grounds favoring such a history, however. For example, in a gaseous-rich and almost pristine medium, first supernovae are likely massive and generate high feedback as they may delay star formation for up to 100 Myr (e.g., Bromm et al. 2009). The fusion of two gaseous-rich galaxies corresponds to a severe mixing of most of their

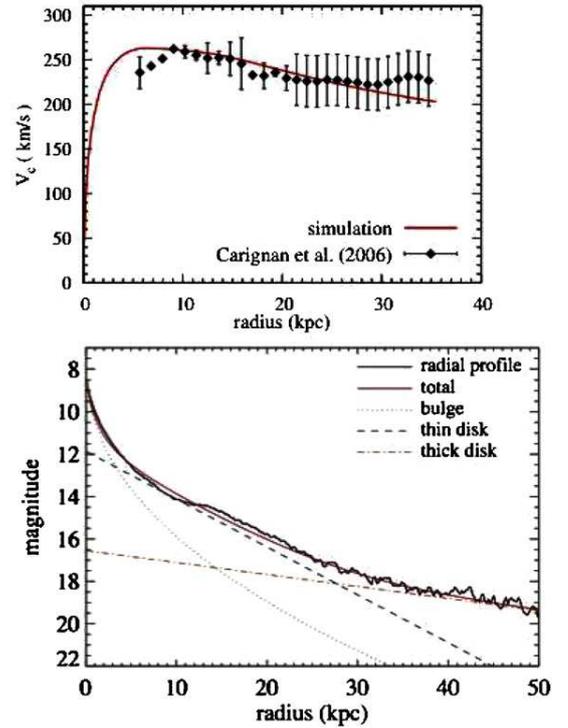


Figure 5. 3:1 merger with $r_{\text{pericenter}} = 24.8$ kpc, 9 Gyr after the beginning of the simulation. Top: the rotation curve of the thin disk compared to Carignan et al. (2006). There is particularly good agreement between our modeling and data from Carignan et al. (2006). Bottom: the decomposition of the mass profile in three components which evidences the 10 kpc ring and provides a thin disk scale length of 5 kpc.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

components, accompanied by large star formation rates. Then, the metal abundance in the remnant becomes larger and more homogeneously distributed than it was in the progenitors before fusion. The occurrence of very massive, primordial supernova is unlikely in such a mixed medium leading to a possible transition from high to low feedback. Before the fusion there are many fewer exchanges between the two interlopers, and it might be realistic to assume a negligible change in the feedback history.

Of course, the above is mostly made of conjectures in the absence of observations of gas-rich galaxies at high redshift showing no or very small amounts of star formation, i.e., the high-redshift counterparts of the present-day low-surface brightness galaxies. We may, however, verify whether our adopted star formation history is consistent or not with the star formation history revealed in each M31 substructure displayed in Figure 1. The thick disk is indeed mostly made by matter returning from the tidal tails. It is comprised of approximately 80% stars older than 8 Gyr, the ages of the other stars being mostly from 5 to 8 Gyr. Such a distribution is well reproduced by our model with high feedback values (86% of old stars) or with half this value (80%). Because the thick disk shows a similar fraction of stars in the two bins set by Brown et al. (2008) at 5.5 and 7 Gyr, it is probable that there are no significant changes of the star formation history between the two corresponding epochs, i.e., between the first and second passages.

Within these prescriptions, our models predict quite well the fraction of each sub-component of M31 (see Table 2). Note also that the modeled thin disks show rotation curves and scale lengths that are in good agreement with observations (see Figure 5). In the following sections, we examine whether this

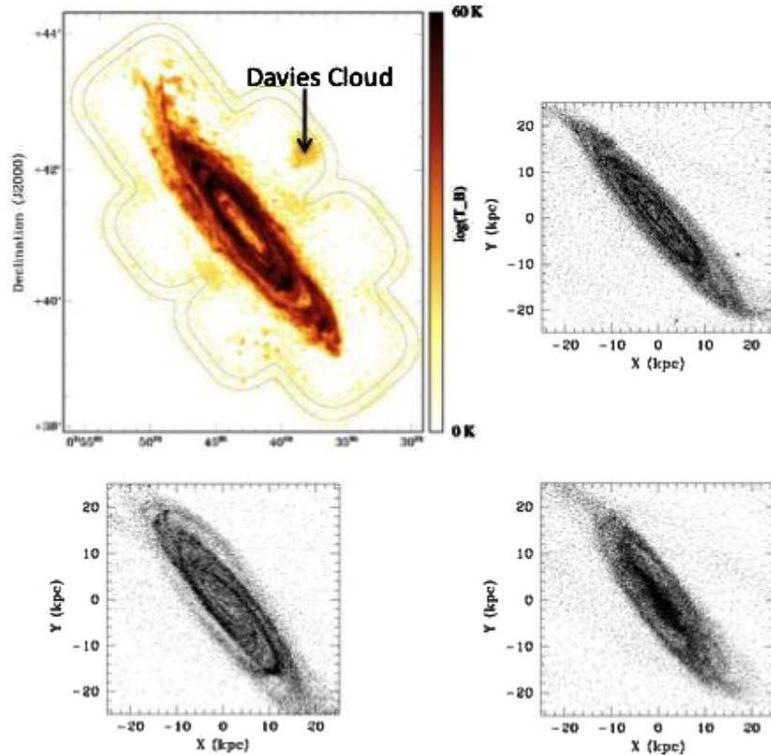


Figure 6. Comparison of the H I gas from Braun et al. (2009) with modeling of gas particles for 3:1 mergers at $T = 9$ Gyr. The top right and bottom left models are with $r_{\text{per}} = 24.8$ kpc, and inc of 65° and -95° for the main galaxy and the satellite. The two models have a feedback varying from high to low values near the fusion time, and they do not show gas excess in the central bulge. They only differ by a small variation of 5° in their inclinations along the z -axis. On the bottom left is shown a model with a constant high feedback and with a difference between the two galaxies' inclination of 170° . It illustrates that changing feedback is necessary to explain the absence of gas at the center and that inclinations should not be too close to 180° to avoid too large distortions of the final gaseous disk.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

model could also reproduce other large-scale structures such as the ring and the Giant Stream.

4.3. The 10 kpc Ring

The decomposition of the light profile was done by fitting the radial profile with a three-component model (bulge and thin and thick disks). This provides a thin disk with a Sérsic index of 1 and a scale length varying from 4.8 to 5.1 kpc for models with mass ratio ranging from 3 to 2.8. Such values are slightly smaller than the 5.8 ± 0.4 kpc that was adopted by Hammer et al. (2007) for the M31 disk. All these decompositions (see Figure 5) reveal the presence of a prominent ring at 10 kpc which corresponds well to the observed ring. Similarly, all models reproduce the 10 kpc gaseous ring (see Figure 6) as seen in H I observations. This is not unexpected as all the orbits are close to polar which favors the formation of such prominent and persistent structures. In fact, H I observations do not provide many constraints on our modeling. They only discard parameters for which the disk is too warped, i.e., implying that the difference between the two inclination angles of the progenitors should not be too close to 180° . Moreover, we notice (see Figure 6) that with a constant high feedback during the simulation, there is still gas within the bulge of the remnant galaxy. However, this gas is consumed in models that assume a transition to low feedback immediately after the fusion.

4.4. The Giant Stream and Its Kinematics

The Giant Stream is a very faint stellar structure, which extends from 50 to 80–100 kpc from the M31 center. We have

modeled it as being caused by particles coming back from the tidal tail formed just before fusion. Figure 2 describes the formation of such a structure that is aligned along the trajectory of the satellite which falls into the mass center at the fusion, 4.5 Gyr after the beginning of the simulation. We verified that, within the family of orbits we choose, the strength of the tidal tail (see Figure 2, panel at 4.2 Gyr) depends on the inclination of the progenitors relative to the orbital angular momentum (see Table 1). Optimal values are found for large values of the inclination of the main galaxy ($>50^\circ$) and especially for differences between the inclination of the two progenitors between 140° and 170° , i.e., not too far from the resonance at 180° .

Modeling the Giant Stream is not an easy task as the structure is very faint compared to other large substructures of M31, even the thick disk. As in Section 4.1, we make use of angular momentum properties to identify peculiar structures able to persist after the remnant phase (see Figure 7).

Figure 7 shows the distribution of the angular momentum for the thick disk (top left panel) and at the galaxy outskirts, 5 Gyr after fusion. The top right panel shows two peaks which correspond to the two tidal tails formed after the second passage. The tidal tail associated with the main galaxy (see Figure 2; at 4.2 or at 4.5 Gyr) is spiraling around the thick disk and its angular momentum peaks at $\Phi = 290^\circ$, which is indeed part of the thick disk (see top left panel). This peak disappears in the bottom left panel for which the thin and thick disks have been removed. The residual particles form another well-identified peak at $\Phi = 225^\circ$. We have verified that they correspond to particles returning from the tidal tail of the satellite: in the bottom right panel, selected

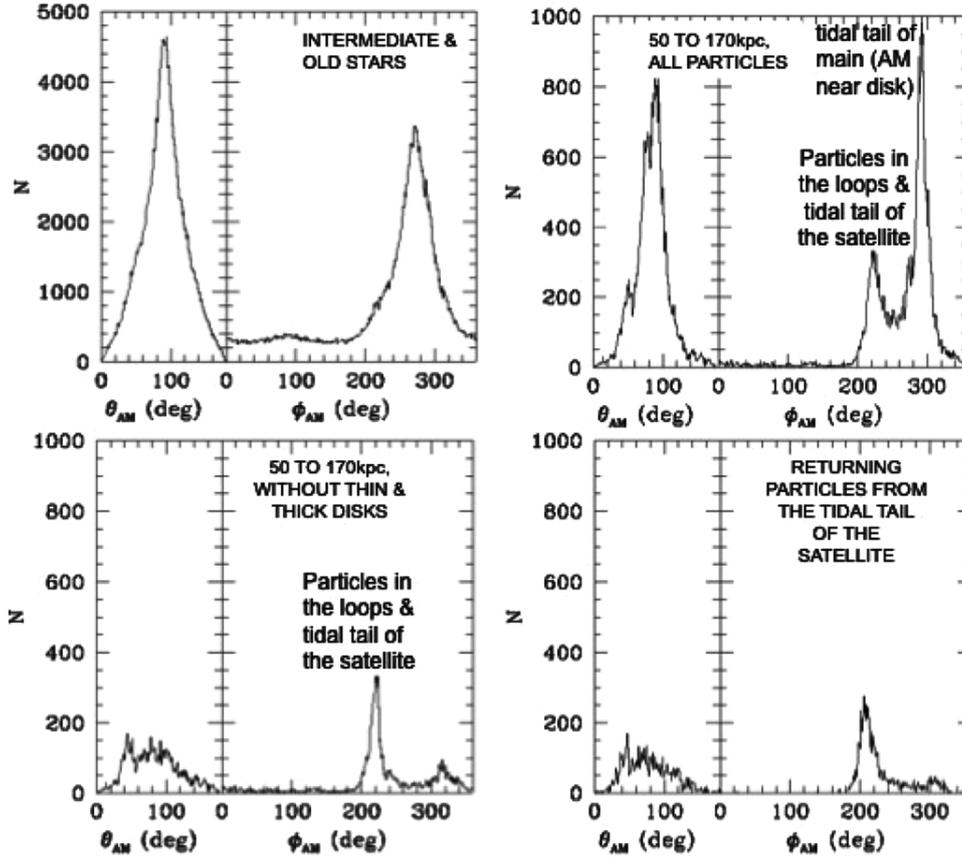


Figure 7. 2.8:1 merger with $r_{\text{pericenter}} = 30$ kpc. The distribution of the angular momentum 5 Gyr after fusion using spherical coordinates, assuming the thin disk perpendicular to the y -axis. Top left: stars formed before fusion (intermediate and old stars) which show a broader distribution than thin disk stars as is expected for the thick disk that hosts most of these stars (see Table 2). Top right: angular momentum distribution for particles beyond 50 kpc from the center of the remnant. Most particles in the outskirts have angular momentum following the two tidal tails, one associated with the main progenitor, the other associated with the satellite. Bottom left: same after removing both thin and thick disks: only the particles in the loops are kept. Bottom right: the distribution of angular momentum for all the particles associated with the tidal tail of the satellite, evidencing that these particles are lying in the $\Phi = 225^\circ$ plane.

particles of the tidal tail of the satellite indeed show a very similar distribution with a peak at $\Phi = 225^\circ$, which is offset by 45° from the disk angular momentum. The selection of these particles has been done in a rather crude way (see Figure 2; panel at $T = 4.2$ Gyr): we simply “cut the tidal tail” at the time of its formation, up to the edge of the satellite. However, this crude selection misses some particles, for example, those which are stripped from the satellite at later phases (e.g., third passage, see Figure 2; panel at 4.5 Gyr). Comparing the counts of particles having an angular momentum around the $\Phi = 225^\circ$ peak, we find that our selection recovers 90%, 70%, 40%, and 15% within shells of 100–170, 50–100, 30–50, and 20–30 kpc, respectively. As expected, particles at the very edge of the tidal tail are the most difficult to pre-select. Five gigayears after fusion those particles have returned to trajectories close to the galaxy center.

Tracing the trajectories of selected particles in the tidal tail is very instructive: they correspond to an important component of the angular momentum which is at odds with the rotation of both the thick and thin disks (see Figure 8).

Figure 8 describes the temporal evolution of the trajectories of tidal tail particles returning to the galaxy. When falling to the galaxy center, the particles are looping around the galaxy with a pericenter at ~ 25 kpc. These particles are describing several elliptical orbits—or loops—around the galaxy potential. We identified four of these loops, although they might be more numerous. Figure 8 shows that with increasing time, they show

a precession around the galaxy as they grow. This is because stars coming back from the tidal tail are returning from higher elevation at a later epoch and are coming back with increasing energy. We also note that the loops are somewhat thick and, as such, they could better be called tores.

The permanent rain of stars from the tidal tail ensures very long-term streams of stars within the galaxy outskirts well after the remnant phase. Infalling stars are trapped into elliptical orbits with the remnant galaxy right at the foci, which make the orbit stable. These orbits are those expected for extremely small satellites (single stars!), in the absence of tidally induced forces. Loops are expected to persist for several billion years⁶ after fusion and, moreover, they are permanently fed by new particles coming from the tidal tail. These streams and loops are all within a common plane, 45° from the P.A. of the rejuvenated disk as is evidenced by Figure 8 (panels (h) and (i)). This is our proposed model for the formation of the Giant Stream, which indeed points toward the center of the galaxy. Let us now examine how this model is compliant with several observations of the Giant Stream properties.

The kinematics of stars follows the trend evidenced by Ibata et al. (2004) and Gilbert et al. (2009): stellar particles in

⁶ We have verified that the resulting dark matter density profile in the remnant is slightly oblate ($e = 0.2$) shortly after the fusion of the two galaxies and then stable: then it could not strongly affect the trajectories of returning star particles from the tidal tail.

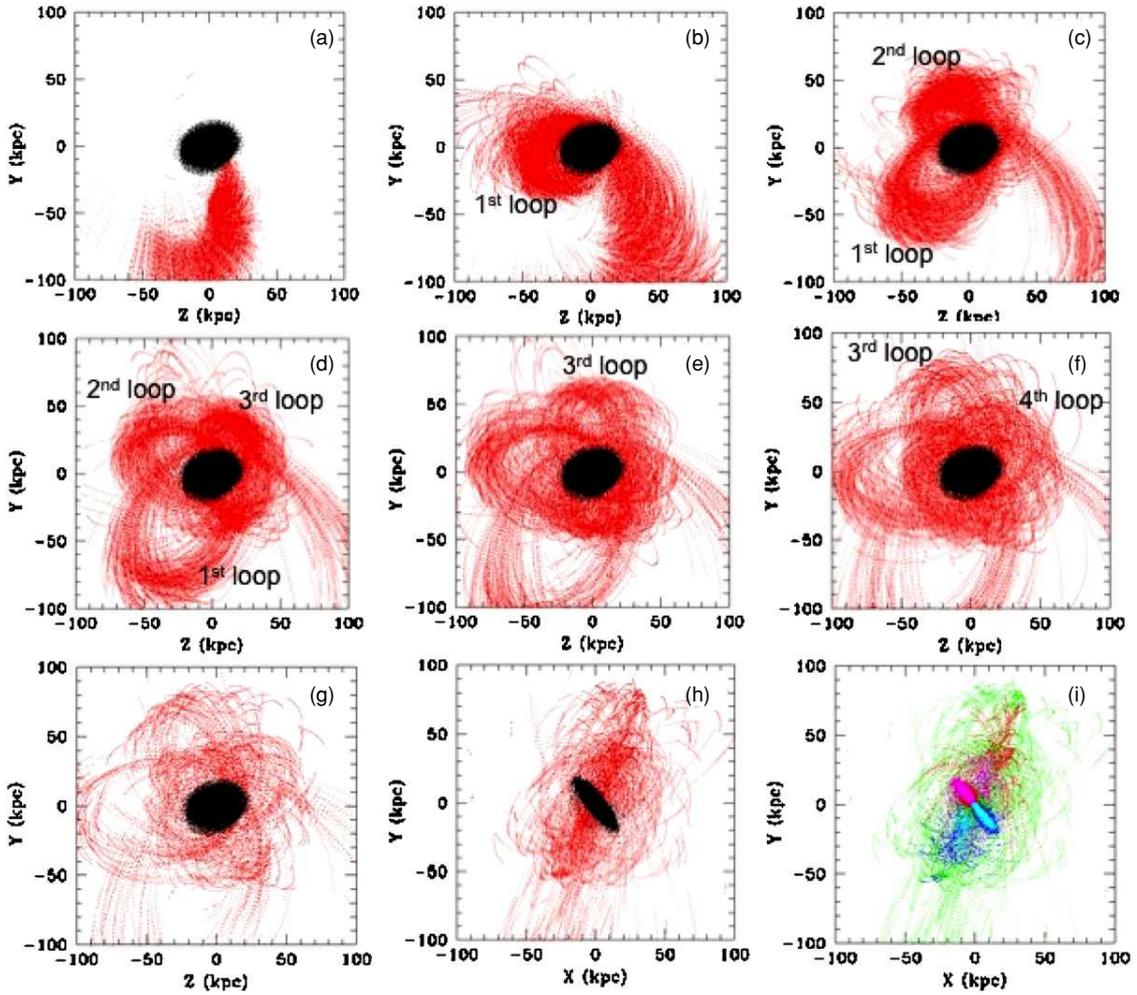


Figure 8. 2.8:1 merger with $r_{\text{pericenter}} = 30$ kpc. From panels (a) to (g): snapshots in the (y, z) plane of trajectories for particles (red dots) which are part of the tidal tail of the satellite. Panel (a) shows the system just before fusion when particles are stripped from the satellite. Panels (b)–(f) show the particle motions for time intervals of 0–1 Gyr, 1–2, 2–3, 3–4, and 4–5 Gyr after fusion, respectively. Panel (g) shows the distribution of particles 5.5 Gyr after fusion. For illustration, in all panels we have added the thin disk (black) as it is 5.5 Gyr after fusion. It shows the formation of the different loops which are drawn by particles when coming back from the tidal tail. Panels (h) and (i): same as panel (g) but projected in the observer’s frame in the (x, y) directions, illustrating that the loops are inserted within a thick plane at 45° from the disk P.A. Panel (h) shows the same particles as panel (i) for which the heliocentric velocities are coded following Chemin et al. (2009), i.e., cyan (< -500 km s $^{-1}$), blue (-500 to -400 km s $^{-1}$), green (-400 to -200 km s $^{-1}$), red (-200 to -100 km s $^{-1}$), and magenta (> -100 km s $^{-1}$). It illustrates a disk rotation very similar to the observed one as well as the velocity of the Giant Stream, which is reaching larger negative velocities when it reaches the M31 center.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

the streams reach large negative values of their heliocentric velocities toward the center (see panel (i) of Figure 8). Figure 9 shows the distribution of heliocentric velocities for stellar particles selected in the region of the Giant Stream within Φ_{obs} from -90° to -140° . Observations (see Figure 1 of Ibata et al. 2004 and Figure 5 of Gilbert et al. 2009) show a broadening of the velocity distribution toward the galaxy center that is well reproduced by our simulations. Besides this, our model also well reproduces the distribution of stellar ages observed by Brown et al. (2008), as we find 80%, 20%, and 0% of stars older than 8 Gyr, from 5 to 8 Gyr, and younger than 5 Gyr, respectively. These fractions can be regulated by changing the feedback prescriptions (see Section 4.2).

We have attempted to reproduce the photometric properties of the Giant Stream. The difficulty of such an attempt is due to the fact that the Giant Stream is very faint when compared to other sub-structures of M31, which is a problem also encountered by observers. Even with 500,000 particles, the number of stellar

particles in the Giant Stream is below 1000 which obviously limits a detailed reproduction of the structure. Within an angle of Φ_{obs} from -90° to -140° and from 25 to 80 kpc, the total mass of the Giant Stream is 4.8 and $4.4 \times 10^8 M_\odot$ in the two examples illustrated in Figure 10. Using other variations of the model parameters, we find a range from 2 to $5 \times 10^8 M_\odot$, which easily includes the observational value of $3 \times 10^8 M_\odot$ (see Mori & Rich 2008).

All our models (Column 4 of Table 1) show streams of stars which belong to a plane that intersects the observational plane in a direction 45° from the thin disk P.A. We verify that to optimize the reproduction of the observed features in position and strength, we can use two different kinds of symmetries. First, we can rotate the whole system around an axis perpendicular to the thin disk, as this would not affect the galaxy decomposition in sub-structures, nor the kinematics of thin and thick disks. Second, we find that gravity is not sensitive to a complete inversion of the initial (x, y, z) coordinate system. This has

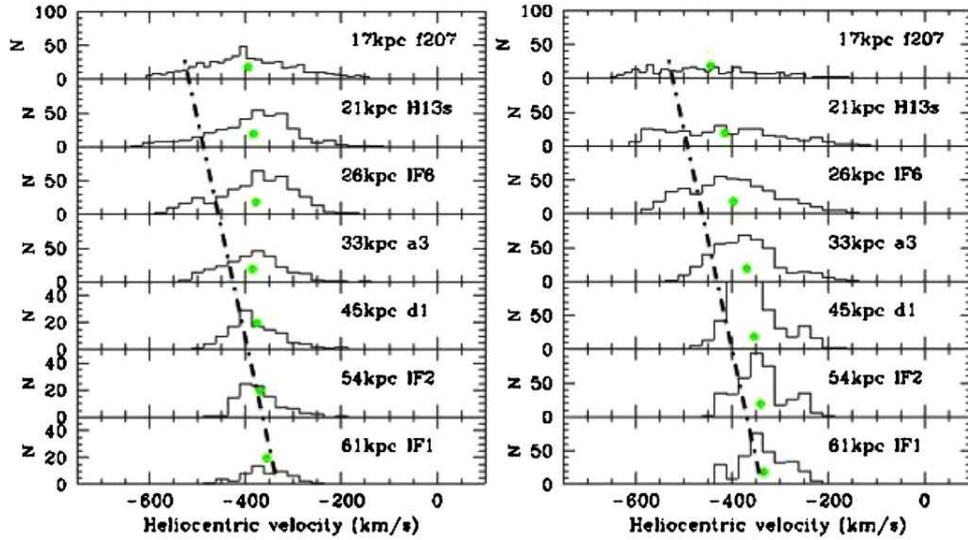


Figure 9. Left: same model as in Figure 3. The distribution of heliocentric velocities in the Giant Stream region at distances indicated in each panel with references to fields from Gilbert et al. (2009). The dot-dashed line reproduces the black line of Figure 1 of Ibata et al. (2004) representing the high negative velocity edge. Green dots represent the mass-weighted average for each panel. Right: same for particles returning from the tidal tail. In this plot, we have accounted for several snapshots in the simulation to artificially increase the number of stars in the central regions (see the text).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

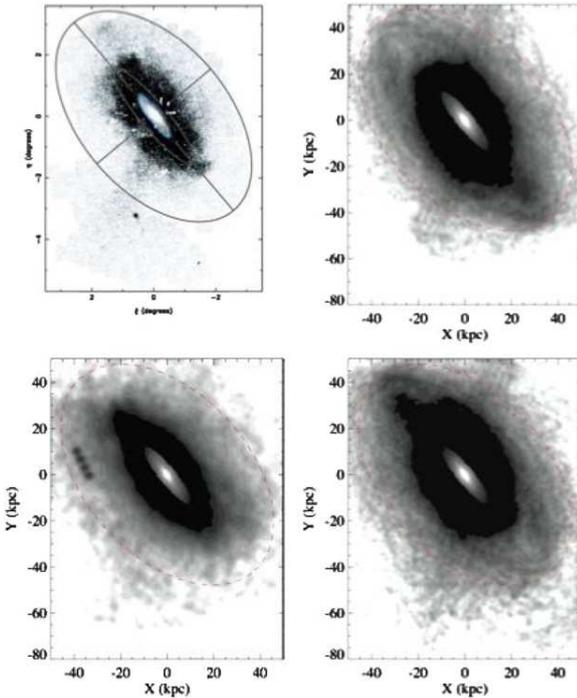


Figure 10. Comparison of observations (top left from Ibata et al. 2005) with our modeling; at top right, we adopted a mass ratio of 2.8:1 with $r_{\text{per}} = 30$ kpc observed after 10 Gyr, at bottom left, a mass ratio of 3:1 with $r_{\text{per}} = 25$ kpc observed after 9 Gyr. The bottom right panel shows the same as that of the top right, except that we have inverted all axes. Four to ten snapshots have been used to optimize the contrast.

the advantage of being able to reproduce the Giant Stream with many variations of our model parameters, but it also has the inconvenience of providing a very large amount of space parameters to investigate. Figure 10 illustrates some examples of this exercise for two models with 500 K particles for which the Giant Stream mass is slightly larger than the observed one. Much larger numbers of particles are certainly required

to simultaneously reproduce all the morphological details of the thick disk, although we generally reproduce the NE and W shelves quite well.

5. DISCUSSION AND CONCLUSION

By construction, all models reproduce the distribution of stellar ages in the various substructures quite well, as they are described in Figure 1. This is especially true for both the thick disk and the Giant Stream (see Sections 4.2 and 4.4) for which our predicted compositions of stellar ages are from 10% to 20% of intermediate age stars (5–8 Gyr), the rest essentially being made of older stars. However, we experienced some difficulties in reproducing the distribution of the 21 and 35 kpc “halo” fields of Brown et al. (2008). We find a fraction of intermediate-age stars ranging from 5% to 15%, while according to Figure 1, it should be near or below 5%. It would be tempting to use this property for selecting the best model of M31. However, in our models intermediate-age stars are related to low-mass particles, three of them being produced by a single gas particle. It may lead to an artificial scattering of those intermediate-age star particles (see Section 3), which could be only solved by simulations with a much larger number of particles than 500 K.

All models as defined in Table 1 (Column 4) can reproduce with quite good accuracy the bulge and thin and thick disk fractions, as well as the ring and the shape, the mass, and the kinematics of the Giant Stream. The examples shown in Figure 10 are cases for which the Giant Stream stellar content is slightly larger than the observed one, for illustrative purposes. We also note that the shapes of the predicted thick disk and Giant Stream can significantly change—within a given set of orbital parameters (see Table 1)—either because they can be modified through a rotation around the disk axis or because they could fluctuate with the assumed time after the beginning of the simulation. It is beyond the scope of this paper to search for the best model that reproduces all the details of M31 substructures. This would require launching several hundreds of simulations with several millions of particles. We have, however, learned the following from this analysis.

Table 3
Summary of Model Parameters from Table 1 Used throughout the Paper (All within the Range of Parameters of Table 1, Column 4)

Parameter	Figure 2	Figure 3	Table 2a	Table 2b	Table 2c	Table 2d	Table 2e	Figure 5 & Figure 6(b)	Figure 6(a) & Figure 11(a)	Figure 6(c)	Figure 11(b)
Mass ratio	3.0	2.8	3.5	3.0	2.8	2.5	2.5	3.0	3.0	3.0	2.8
Gal1 incy	70	65	60	65	65	65	65	65	65	65	65
Gal2 incy	-100	-89	-109	-89	-89	-89	-89	-95	-95	-105	-89
Gal1 incz	50	90	110	90	90	90	90	90	85	90	90
Gal2 incz	90	90	110	90	90	90	90	90	85	90	90
$r_{\text{pericenter}}$	24	30	24	24.8	24.8	24	24	24.8	24.8	26	30
Feedback	1	1	1	1	1	1	3	3	4	1	1
N_{particle}	300	300	154	300	159	300	159	540	540	300	960
M_{DM}	2.2	2.2	7.3	2.2	7.3	2.2	7.3	1.2	1.2	2.2	0.68
M_{oldstar}	1.1	1.1	1.8	1.1	1.8	1.1	1.8	0.6	0.6	1.1	0.34
M_{gas}	1.1	1.1	0.9	1.1	0.9	1.1	0.9	0.6	0.6	1.1	0.34
M_{newstar}	0.37	0.37	0.3	0.37	0.3	0.37	0.3	0.3	0.3	0.37	0.11
Model goodness											
Decomposition	OK	OK	OK	OK	OK	OK	NO	OK	OK	OK	OK
Disk scale length	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
10 kpc ring	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
Giant Stream	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
Stellar ages	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
Gas fraction	NO ^a	OK	OK	OK	NO ^a	NO ^a					

Notes. Angle, pericenter radii, number, and mass of particles are given in degrees, kpc, 1000 s of particles and ($10^6 M_{\odot}$), respectively. Feedback adopted values are: (1) high feedback; (2) five times medium feedback; (3) high feedback before fusion then low feedback; and (4) five times medium feedback before fusion then low feedback. Model parameters for Figures 4 and 7–10 are the same as those of Figure 3; the other model used in Figure 10 is the same as that of Figure 11(a). The last six lines of the table provide a check of the goodness of each model within $\pm 20\%$ of the observed value: the decomposition of M31 in the bulge and the thin and thick disks (e.g., $B/T = 0.28 \pm 0.05$), the disk scale length (e.g., 5.8 ± 1.1 kpc), the 10 kpc ring, the Giant Stream (e.g., $3 \pm 0.6 \cdot 10^8 M_{\odot}$), the stellar ages in the thick disk and in the Giant Stream (assuming fraction of >8 Gyr stars to be $85\% \pm 8\%$), and gas fraction in the galaxy within 30 kpc ($7\% \pm 2\%$).

^a Models with a constant star formation with low efficiency (or high feedback) could not transform enough gas into stars after the fusion leading to a more gas-rich disk than observed; assuming a varying star formation (more efficient after the fusion) suffices to correct the discrepancy.

1. A thin disk such as that of M31 can be reproduced with a combination of $\sim 65\%$ of gas in the progenitors and a star formation history that prevents gas consumption before the fusion; low efficiency of star formation is thus predicted in primordial gaseous phases, while when the medium has been sufficiently enriched and mixed during fusion, the gas is more easily consumed; this transition has essentially been modulated through the assumed feedback history.
2. The same star formation history also reproduces a rotationally supported thick disk with a stellar composition similar to what is observed.
3. Fractions of bulge/thin disks and thick disks similar to what is observed within 10% accuracy.
4. These polar orbits always reproduce the observed 10 kpc ring, and in most cases, the gas map is very similar to the observed one (see Figure 6), especially when the gas in the galaxy center is allowed to form stars after the galaxy fusion.
5. The predicted Giant Stream is made of stellar streams due to returning stars from a tidal tail formed prior to fusion from stripped particles of the satellite; these stars are drawing streams along loops which are inserted into a thick plane that is inclined 45° relative to the disk P.A. (see Figure 8). Such streams are very long-lived because returning particles are trapped into such loops for periods larger than several gigayears, and also because the streams are permanently fed by new particles falling back from the tidal tail at all epochs.

The success of modeling M31 properties as resulting from a past major merger event is patent. Its predictive power is,

however, limited by the complexity of the system as well as the very demanding number of particles required to reproduce in detail all substructures of M31. An important limitation could also be the accuracy of the calculations, which requires tracking positions and velocities of particles with an unprecedented accuracy for almost a Hubble time. In fact, we cannot claim to have determined the best major merger model of M31, although it is likely within the limits discussed below.

We also did not try to investigate the whole parameter space to which the above results hold, although examination of Table 1 led us to suspect that it is likely large. However, some specific links between parameters and observations may provide some empirical limits. The bulge fraction can be reached within a 10% accuracy for all models with the mass ratio of 3 ± 0.5 . In the frame of our model for M31, the halo is enriched by stars coming from the progenitors before the interaction, while the thick disk and Giant Stream are further enriched by stars formed before the first passage and fusion. This (see Figure 1 and Section 2) is compliant with pericenter radii of 25 ± 5 kpc. Further modeling and measurements of stellar ages in several fields in the outskirts of M31 would certainly help to provide more accurate values. This would also provide better accuracy for the important epochs of the interaction which would have begun 8.75 ± 0.75 Gyr ago with a fusion time 5.5 ± 0.5 Gyr ago. There is still work needed to properly constraint other orbital parameters such as the inclinations of progenitors relative to the angular momentum direction. We are far from having investigated the whole range of orbital properties which produces a strong tidal tail from stripped material from the satellite, and then a structure similar to the Giant Stream. Table 3 describes all the models presented in this paper, which are part of about 50 tested models.

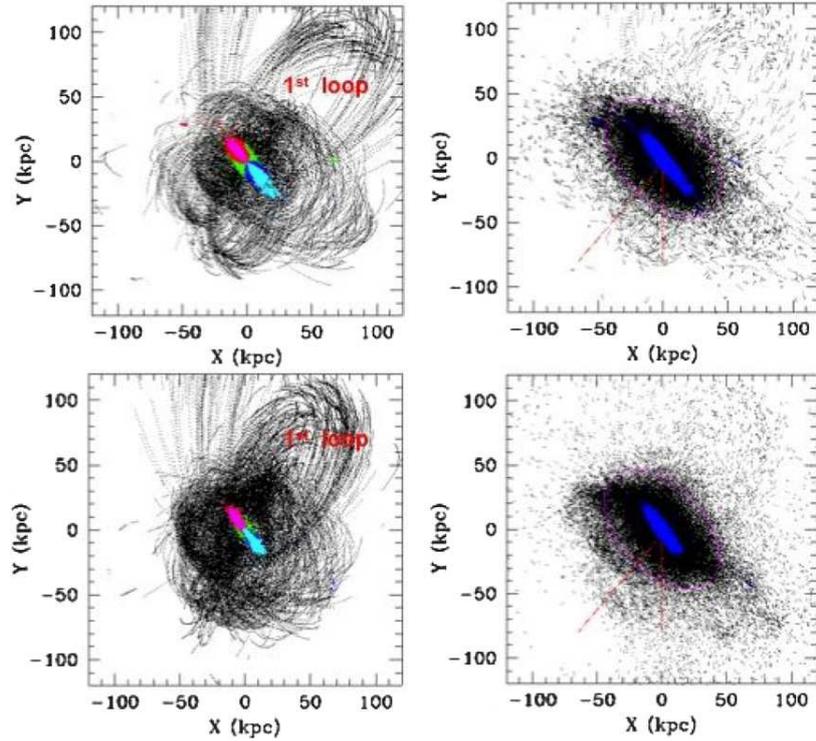


Figure 11. Two models for which most features have been reproduced including those from the new PANDA survey. Top: a model with 500 K particles assuming a 3:1 merger, $r_{\text{per}} = 25$ kpc, and inversion of the initial (x, y, z) coordinate system. On the left are shown the returning particles from the tidal tail as in Figure 8, panels (h) and (i), with black dots and with the rotating disk inserted (same code as that of Figure 8). On the right all particles of the simulation are shown, including four snapshots around $T = 8.72$ Gyr. This model is with $\text{Gal1}_{\text{incy}} = 65$, $\text{Gal2}_{\text{incy}} = -95$, $\text{Gal1}_{\text{incz}} = 85$, $\text{Gal2}_{\text{incz}} = 85$, half the maximal feedback until 0.5 Gyr after fusion, then low feedback. Bottom: a model with 1 M particles assuming a 2.8:1 merger, $r_{\text{per}} = 30$ kpc and inversion of the initial (x, y, z) coordinate system. Here only two snapshots around $T = 9.05$ Gyr are shown in the left image. A constant high feedback history has been assumed and other parameters are $\text{Gal1}_{\text{incy}} = 65$, $\text{Gal2}_{\text{incy}} = -89$, $\text{Gal1}_{\text{incz}} = 110$, $\text{Gal2}_{\text{incz}} = 110$. The Giant Stream mass includes $2.5\text{--}2.8 \cdot 10^8 M_{\odot}$. (A color version of this figure is available in the online journal.)

Figure 6 demonstrates that models with differences of progenitor inclinations near 180° show not only a maximum of resonance (thus a very strong tidal tail), but also galactic disks which are probably too warped or distorted. We have mostly investigated models with the main galaxy inclination of $55^{\circ}\text{--}70^{\circ}$, but there could be other solutions for different angles. All the models in Table 3, as well as models in the range described by Table 1 (Column 4) reproduce quite well the observations, including the Giant Stream. A much more detailed analysis is necessary to determine the best model parameters, and this could be done by comparing in detail the constraints provided by the gaseous disk, the thick disk, and the Giant Stream shapes as well as by any other structures discovered in the M31 halo field.

While writing this paper, we have become aware of the discovery of many other structures in the halo of M31 (Mackey et al. 2010), especially after the successful deep imagery of the whole field surrounding M31 by the PANDA team (McConnachie et al. 2010). This magnificent image reveals the presence of loops surrounding M31 which strikingly resemble our model predictions (see Figure 8). In particular, the northern loop found by the PANDA team which extends up to 120 kpc from the galaxy center provides particularly strong constraints on our model. Indeed, the first loop in Figure 8 can accurately reproduce the northern loop (called the NW stream in the incomplete image of Mackey et al. 2010), and other loops are well matched with the eastern arc and Stream C. Figure 11 shows two examples of models that succeed in reproducing most of these features along with the Giant Stream and most other substructures (thin

disk, bulge, and thick disk) of M31. In fact, we also verified that the Giant Stream kinematics is still reproduced. Fitting these additional structures allows us to fix the rotation angle around the thin disk axis as well as solving the initial conditions of the system because only the inversion of the initial (x, y, z) coordinate system is able to reproduce the ensemble of features in Figure 11. The size of the loop also depends on the time elapsed after fusion, and the beginning of the interaction is expected to be 8.75 ± 0.35 Gyr within the range of parameters in Table 1.

As a whole, M31 and the complex structures in its halo can be reproduced by assuming a single major merger which may have begun 8.7 Gyr ago. The advantages of such a solution for M31 compared to the hypothesis of numerous minor mergers are as follows.

1. It explains most of the complexities of M31 by a single event rather than numerous and minor merger events which have to be adapted in a somewhat ad hoc way to each feature discovered in the M31 halo, including the thick disk.
2. It naturally explains stellar ages and metallicities of most substructures in the M31 halo as well as why they show so many similarities.
3. It overcomes the increasing difficulty of identifying the residuals of satellites assumed to be responsible for the different features in the M31 halo.
4. It is consistent with the kinematics of the M31 globular system (e.g., Bekki 2010).

Re-formation of disks is expected after gas-rich major mergers (Barnes 2002; Springel & Hernquist 2005). It is more than just a curiosity since the disk rebuilding scenario has been proposed as a channel for the general formation of spirals (Hammer et al. 2005), including specifically the case of M31 (Hammer et al. 2007). Gas richness of progenitors is certainly high, as it has been estimated for many high- z galaxies. The requirement of a star formation with a low efficiency before the fusion can be reached through any mechanism that prevents star formation in relatively primordial medium. It could be caused either by higher feedback efficiency in primordial medium as assumed in Section 4.2, or because the gas in the progenitors is less concentrated than in present-day spirals as it is in present-day low-surface brightness galaxies, or because cooling is less efficient in a relatively pristine medium, or a combination of all these factors. More generally, the expected increase of the gas metal abundance (expected to be slow before the fusion but very efficient during the fusion) may help to increase the molecular gas fraction, the optical depth of the gas, and the radiation pressure effects, all contributing to a change in the star formation history during the interaction (T. J. Cox 2010, private communication). The above is quite well illustrated a contrario by Bournaud et al. (2010), who assumed that progenitors of high- z major mergers are very strong star-forming, turbulent, gas-rich disks: they naturally find that remnants cannot be disk dominated within such conditions.

There is still a considerable need to improve the modeling of M31, by using a much larger number of particles as well as by providing more kinematical and stellar age constraints in the numerous fields of view surrounding M31. We also need to reproduce with more accuracy the shape of the Giant Stream and of the thick-disk contours. Metal abundance enrichment can also be implemented to more accurately fit the observations. For example, the striking differences between features at different metallicity in the halo found by the PANDA team cannot be retrieved by our modeling in the absence of such an implementation.⁷ We have attempted to verify whether such a trend is predicted by our model. At first order, one may “paint” each star in the progenitors assuming a reasonable metallicity gradient. We adopt the approach by Rocha et al. (2008) assuming that metallicity gradient follows the dust gradient, with a scale length 1.4 times larger than that of the stars. The range of metal abundance (Fe/H) is adopted from 0 to -2.5 . The stellar metal abundance of the satellite is likely significantly smaller than that of the main progenitor because their stellar mass ratio (for our 3:1 models, see Table 1) is 5. Little is known about the shape of the metal–stellar mass relationship at $z \sim 1.5$, although a serious attempt has been made at $z \sim 0.7$ by Rodrigues et al. (2008). Assuming this holds up to $z = 1.5$, stars in the main progenitor are on average 0.4 dex more metal-rich than those from the satellite, a value smaller than the large scatter of the Rodrigues et al. (2008) relationship. Figure 12 shows the metallicity distribution of “painted” stars in both the Giant Stream (defined as in Section 4.4, from 25 to 80 kpc and Φ_{obs} from -90° to -140°) and in the northern loop (defined from 55 to 130 kpc and Φ_{obs} from 0° to 90°) discovered by the PANDA team. Because most of the stars in the northern loop

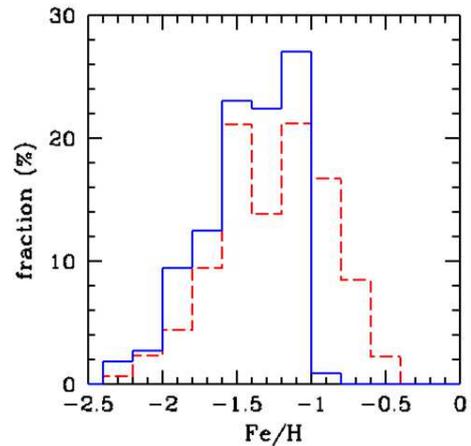


Figure 12. Fe/H distribution of progenitor stars in the Giant Stream (red dashed line) and in the northern loop (blue solid line), for the same model as that of Figure 11(a). The absence of metal-rich stars (e.g., $-0.4 < \text{Fe}/\text{H} < -0$) is due to the fact that particles returning from the tidal tail are coming from the outskirts of the progenitors. The absence of stars richer than $\text{Fe}/\text{H} = -0.7$ could explain why the northern loop is not detected with such a metallicity selection, while it becomes prominent for metal-poor stars ($\text{Fe}/\text{H} < -1.4$).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

are coming from the satellite, this could explain why this feature is not detected in the metal-rich map of the PANDA team (see Figure 12). Such a prediction may stand unless intermediate-age stars (those formed before the fusion) strongly affect the metal abundance of both the Giant Stream and the northern loop. On the other hand, the same model correctly predicts the (observed) small fraction of such stars in the Giant Stream.

Another important improvement in this modeling would be to consider the possible interaction of M33 which has been proposed to be responsible for several features in the SE of the M31 halo by McConnachie et al. (2009). Although the dark matter density profile does not significantly affect our results (results shown in Figures 2–5, 7–9, and 11 are similar when using a Hernquist profile instead of a core profile), we also need to verify whether these are affected by adopting different baryonic mass fractions, especially for lower values than our adopted 20%. Indeed, a considerable change of the dark matter fraction may prevent stars from being stripped by the collision and then the distribution of baryonic matter in the outskirts may be significantly affected.

However, we believe the result of such a model is very encouraging because it fulfills the Occam’s razor principle: a single event may explain most—if not all—the properties of M31 and of its outskirts. It also proposes a mechanism for the Giant Stream which is simply fed by stars which are captured into loops orbiting around M31 for elapsed times which may reach a Hubble time. If M31 is actually the result of an ancient major merger, there will be a considerable need to revise our knowledge about our immediate environment and in cosmology,⁸ for the following reasons.

1. Merging of gas-rich distant galaxies can easily produce large thin disks by assuming a less efficient star formation before the fusion; this simple scheme supports the rebuilding disk scenario for many giant spiral galaxies, at least

⁷ This may also help to better reproduce the 35 kpc halo field of Brown et al. (2007) which is in between the eastern arc and Stream C (Mackey et al. 2010); this also points out the need for resolving stellar streams and then for a better accuracy in following positions and velocities of particles; a similar need is for identifying carefully the particles in loops such as that proposed for the northern loop.

⁸ The history of galaxy formation theory has been strongly influenced by our knowledge of the Milky Way and the theory of spiral galaxy formation a la Eggen et al. (1962) is still lively; the fact that the second closest galaxy, M31, could plausibly be a major merger may remind us that the theory of galaxy formation could require significant adjustments.

for those sharing similar properties (enriched halo stars) as M31.

2. Most models show the formation of tidal dwarves, including those from tidal tails formed after the first passage, and some of them could be part of the satellite system of M31; their properties, after comparison with observations, may be used in the future as a constraint to the orbital parameters in further modeling.
3. Up to 15% of the material is ejected after the fusion and this may populate the whole Local Group including in the direction of the Milky Way; this led Yang & Hammer (2010) to investigate whether the Large Magellanic Cloud could be related to some ejected material coming from M31.

This work has been supported by the China–France International Associated Laboratory “Origins” and by the National Basic Research Program of China (973 Program), no. 2010CB833000. Part of the simulations have been carried out at the High Performance Computing Center at National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, as well as at the Computing Center at Paris Observatory. We thank Tom Brown and T. J. Cox for their very useful comments during the submission process of this paper. Suggestions and comments from an unknown referee have been very helpful in improving the current version of the article.

Note added in proof: The specific frequency of globular clusters in M31 appears to be three or four times greater than it is in the Galaxy (van den Bergh 2010), i.e., it is expected if a major merger occurred in the first galaxy. The fact that the globular clusters in M31 and in the Galaxy have almost exactly the same half-light radii supports the notion that M31 formed by the merger of two Galaxy-sized ancestors (S. van den Bergh 2010, private communication).

REFERENCES

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, *ApJ*, **591**, 499
- Baade, W., & Arp, H. 1964, *ApJ*, **139**, 1027
- Barnes, J. E. 2002, *MNRAS*, **333**, 481
- Bekki, K. 2010, *MNRAS*, **401**, L58
- Beasley, M. A., Brodie, J. P., Strader, J., Forbes, D. A., Proctor, R. N., Barmby, P., & Huchra, J. P. 2004, *AJ*, **128**, 1623
- Block, D. L., et al. 2006, *Nature*, **443**, 832
- Bournaud, F., et al. 2010, arXiv:1006.4782
- Braun, R., Thilker, D. A., Walterbos, R. A. M., & Corbelli, E. 2009, *ApJ*, **695**, 937
- Bromm, V., Yoshida, N., Hernquist, L., & McKee, C. 2009, *Nature*, **459**, 49
- Brown, T. M., Smith, E., Ferguson, H. C., Rich, R. M., Guhathakurta, P., Renzini, A., Sweigart, A. V., & Kimble, R. A. 2006, *ApJ*, **652**, 323
- Brown, T. M., et al. 2007, *ApJ*, **658**, L95
- Brown, T. M., et al. 2008, *ApJ*, **685**, 121
- Byrd, G. G. 1978, *ApJ*, **226**, 70
- Byrd, G. G. 1983, *ApJ*, **264**, 464
- Carignan, C., Chemin, L., Hutchmeier, W. K., & Lockman, F. J. 2006, *ApJ*, **641**, L109
- Chemin, L., Carignan, C., & Foster, T. 2009, *ApJ*, **705**, 1395
- Cox, T. J., Jonsson, P., Primack, J. R., & Somerville, R. S. 2006, *MNRAS*, **373**, 1013
- Cox, T. J., Jonsson, P., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Dekel, A. 2008, *MNRAS*, **384**, 386
- Daddi, E., et al. 2010, *ApJ*, **713**, 686
- Delgado-Serrano, R., Hammer, F., Yang, Y. B., Puech, M., Flores, H., & Rodrigues, M. 2010, *A&A*, **509**, 78
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, **136**, 748
- Fardal, M. A., Babul, A., Guhathakurta, P., Gilbert, K. M., & Dodge, C. 2008, *ApJ*, **682**, L33
- Fardal, M., Guhathakurta, P., Gilbert, K., Babul, A., Dodge, C., Weinberg, M. D., & Lu, Y. 2009, in ASP Conf. Ser. 419, Galaxy Evolution: Emerging Insights and Future Challenges, ed. S. Jogee, I. Marinova, L. Hao, & G. A. Blanc (San Francisco, CA: ASP), 118
- Ferguson, A. M. N., Johnson, R. A., Faria, D. C., Irwin, M. J., Ibata, R. A., Johnston, K. V., Lewis, G. F., & Tanvir, N. R. 2005, *ApJ*, **622**, L109
- Font, A. S., Johnston, K. V., Ferguson, A. M. N., Bullock, J. S., Robertson, B. E., Tumlinson, J., & Guhathakurta, P. 2008, *ApJ*, **673**, 215
- Font, A. S., Johnston, K. V., Guhathakurta, P., Majewski, S. R., & Rich, R. M. 2006, *AJ*, **131**, 1436
- Gilbert, K. M., et al. 2009, *ApJ*, **705**, 1275
- Gordon, K. D., et al. 2006, *ApJ*, **638**, L87
- Governato, F., Willman, B., Mayer, L., Brooks, A., Stinson, G., Valenzuela, O., Wadsley, J., & Quinn, T. 2007, *MNRAS*, **374**, 1479
- Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Zheng, X. Z., Liang, Y. C., & Cesarsky, C. 2005, *A&A*, **430**, 115
- Hammer, F., Flores, H., Puech, M., Yang, Y. B., Athanassoula, E., Rodrigues, M., & Delgado, R. 2009, *A&A*, **507**, 1313
- Hammer, F., Puech, M., Chemin, L., Flores, H., & Lehnert, M. 2007, *ApJ*, **662**, 322
- Hopkins, P. F., Cox, T. J., Younger, J. D., & Hernquist, L. 2009a, *ApJ*, **691**, 1168
- Hopkins, P. F., Cox, T. J., Younger, J. D., & Hernquist, L. 2009b, *MNRAS*, **397**, 802
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Younger, J. D., & Besla, G. 2008, *ApJ*, **688**, 757
- Hopkins, P. F., & Quataert, E. 2010, *MNRAS*, **405**, 41
- Ibata, R., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., Irwin, M., Lewis, G., & McConnachie, A. 2004, *MNRAS*, **351**, 117
- Ibata, R., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., Lewis, G., Irwin, M., & Tanvir, N. 2005, *ApJ*, **634**, 287
- Ibata, R., Irwin, M., Lewis, G., Ferguson, A. M. N., & Tanvir, N. 2001, *Nature*, **412**, 49
- Ibata, R., Martin, N. F., Irwin, M., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., Lewis, G. F., & McConnachie, A. W. 2007, *ApJ*, **671**, 1591
- McConnachie, A. W., et al. 2009, *Nature*, **461**, 66
- McConnachie, A. W., et al. 2010, in STSci Symp., Stellar Populations in the Cosmological Context (Baltimore, MD: STScI)
- Mackey, A. D., et al. 2010, *ApJ*, **717**, L11
- Mori, M., & Rich, R. M. 2008, *ApJ*, **674**, L77
- Neichel, B., et al. 2008, *A&A*, **484**, 159
- Nieten, C., Neiningner, N., Guélin, M., Ungerechts, H., Lucas, R., Berkhuijsen, E. M., Beck, R., & Wielebinski, R. 2006, *A&A*, **453**, 459
- Peñarrubia, J., McConnachie, A., & Babul, A. 2006, *ApJ*, **650**, L33
- Puech, M., Hammer, F., Flores, H., Delgado-Serrano, R., Rodrigues, M., & Yang, Y. 2010, *A&A*, **510**, A68
- Puech, M., et al. 2008, *A&A*, **484**, 173
- Rich, R. M. 2004, in Origin and Evolution of the Elements, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia, as part of the, ed. A. McWilliam & M. Rauch (Carnegie Obs. Astrophys. Ser.; Cambridge: Cambridge Univ. Press), 258
- Roberts, M. S. 1966, *ApJ*, **144**, 639
- Rocha, M., Jonsson, P., Primack, J. R., & Cox, T. J. 2008, *MNRAS*, **383**, 1281
- Rodrigues, M., et al. 2008, *A&A*, **492**, 371
- Sato, N. R., & Sawa, T. 1986, *PASJ*, **38**, 63
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, **364**, 1105
- Springel, V., & Hernquist, L. 2005, *ApJ*, **622**, L9
- Tanaka, M., Chiba, M., Komiyama, Y., Guhathakurta, P., Kalirai, J. S., & Iye, M. 2010, *ApJ*, **708**, 1168
- Thilker, D. A., Braun, R., Walterbos, R. A. M., Corbelli, E., Lockman, F. J., Murphy, E., & Maddalena, R. 2004, *ApJ*, **601**, L39
- van den Bergh, S. 2005, in The Local Group as an Astrophysical Laboratory, ed. M. Livio & T. M. Brown (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 1
- van den Bergh, S. 2010, *AJ*, **140**, 1043
- van der Kruit, P. 2007, *A&A*, **466**, 883
- Westmeier, T., Braun, R., & Thilker, D. 2005, *A&A*, **436**, 101
- Wetzstein, M., Naab, T., & Burkert, A. 2007, *MNRAS*, **375**, 805
- Yang, Y., & Hammer, F. 2010, *ApJL*, in press (arXiv:1010.2748)
- Yang, Y., et al. 2008, *A&A*, **477**, 789

5.7.2 Commentaire sur l'article

Cette étude sur M31 est un premier pas encourageant pour modéliser M31 en détail par une fusion majeure. Une contrainte supplémentaire serait de reproduire la Northern Loop.

Cette simulation ne fait pas que modéliser M31, elle montre aussi que le Groupe Local pourrait avoir été enrichi par l'éjection de matière. En effet, une fusion majeure peut expulser une grande quantité de matière via ses queues de marée atteignant des masses de $10^{10} M_{\odot}$ en tout. Concernant leur évolution, elles s'étendent, se diluent et deviennent vite inobservables. Néanmoins, elles forment en leur sein de nouvelles galaxies naines observables dites galaxies naines de marée (TDG Tidal Dwarf Galaxy). L'interrogation vient alors de savoir si des galaxies naines du Groupe Local sont issues de la fusion majeure de M31. Le sont-elles toutes, en partie ou de manière minoritaire? Cette discussion est l'objet des prochains chapitres. Suivant les travaux de [Yang et Hammer \(2010\)](#), cette approche qui envisage les galaxies naines du Groupe Local comme des TDG permettrait d'expliquer deux particularités : la présence de deux galaxies Irrégulières massives, les MC, proches de leur galaxie hôte, la Voie Lactée, et la distribution spatiale hautement anisotrope des galaxies naines environnant la Voie Lactée, le VPOS (Vast Polar Structure).

Troisième partie

Impact des fusions majeures sur
l'environnement des galaxies

Chapitre 6

Un nouveau monde : les galaxies naines de marée

Sommaire

6.1	Formation des queues de marée	164
6.2	Observations des galaxies naines de marée	166
6.3	Formation et évolution des TDG	168
6.4	La matière noire dans les TDG	170
6.5	La proportion actuelle des TDG	171

Alors que la formation et l'évolution des galaxies sont principalement envisagées dans le cadre de fusions de galaxies et d'accrétions de gaz produisant des galaxies plus massives, les galaxies naines de marée (TDG Tidal Dwarf Galaxies) dérogent à cette règle. En effet, ces dernières se forment dans les queues de marée produites lors de fusions majeures. Ces galaxies sont beaucoup moins massives que leurs progéniteurs et peuvent se former à n'importe quelle époque de l'univers, formant ainsi de nouvelles générations de galaxies naines.

Les TDG observées se situent pour la grande majorité dans l'univers proche et à proximité d'une galaxie classée comme étant le résultat d'une fusion majeure. Une galaxie naine n'est sûrement considérée comme une TDG qu'au début de sa formation lorsqu'elle est encore liée à la fusion majeure qui l'a créée par l'éjection d'une queue de marée. Ces galaxies naines, nouvellement formées par rapport aux autres galaxies naines, sont supposées avoir des caractéristiques particulières en ce qui concerne leurs populations stellaires, plus jeunes, ou leur métallicité, plus élevée. De plus, leur mode de formation exclut qu'elles soient constituées d'une quantité de matière noire importante. Cela fait d'elles des galaxies non dominées par la matière noire. Cette propriété les distingue nettement des autres galaxies naines formées au début de l'univers qui, a contrario, semblent détenir les plus grands rapports masse-luminosité.

Afin de comprendre les mécanismes de formation et l'évolution des TDG, des simulations numériques de fusions majeures formant des queues de marée sont indispensables. Si les TDG sont des galaxies stables qui peuvent perdurer dans le temps, deux populations de galaxies naines existent alors que sont les TDG et les galaxies naines supposées être créées au début de l'évolution de l'univers. La question qui découle de cette constatation est la densité numérique relative de chacune de ces populations de galaxies. Certaines études donnent un rôle mineur aux TDG (Bournaud et Duc, 2006; Kaviraj *et al.*, 2012; Wen *et al.*, 2012), tandis que d'autres expliquent

qu'il n'y a que des TDG parmi les galaxies naines (Okazaki et Taniguchi, 2000). Cette question reste toujours d'actualité. Mon travail de doctorat me porte à penser que la place des TDG est importante au moins dans l'environnement de la Voie Lactée. Cela est détaillé dans le chapitre suivant. Ce présent chapitre est une courte introduction sur les TDG.

6.1 Formation des queues de marée

Avant de discuter des TDG, penchons nous d'abord sur les queues de marée qui sont le lieu de leur formation. Comment se forme une queue de marée ? Où les observe-t-on ? Les queues de marée ne se situent ni dans les galaxies elliptiques ni dans les galaxies spirales, mais dans les galaxies particulières. Dans l'univers proche, ces galaxies ne représentent qu'un faible pourcentage de près de $\sim 3\%$. Néanmoins, les exemples de ces galaxies abondent de nos jours grâce aux observations systématiques et profondes du ciel décrites au chapitre I. Pour une grande partie d'entre elles, des queues de marée sont présentes (voir figure 6.1).

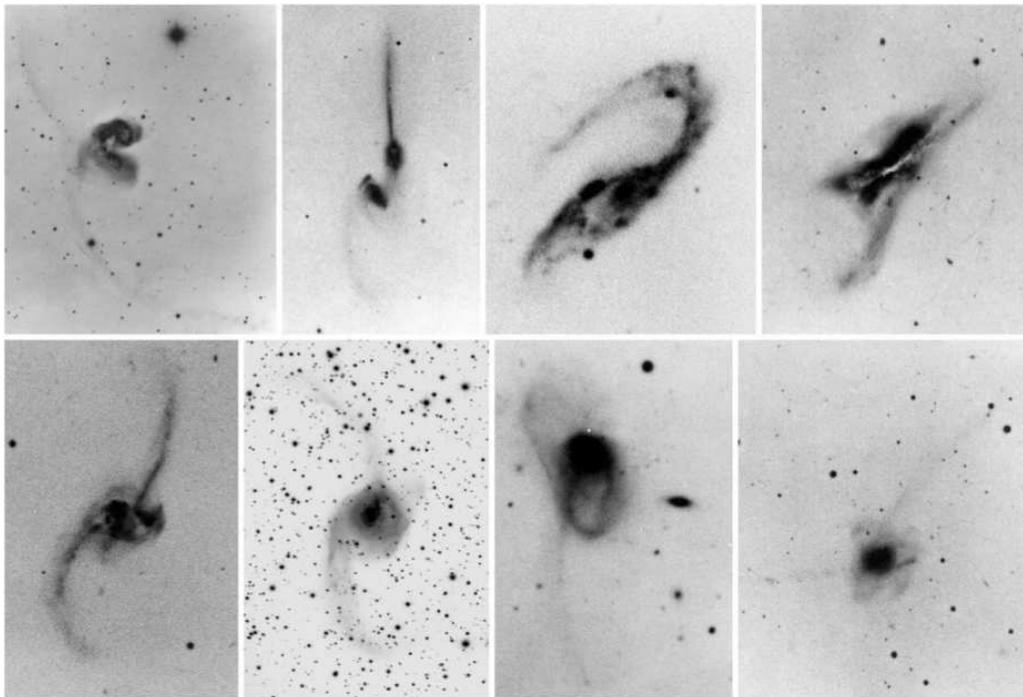


FIGURE 6.1 – Exemples de galaxies particulières dans l'univers proche. Pour chaque galaxie, une ou plusieurs queues de marée sont visibles ainsi qu'une ou plusieurs composantes galactiques. Toutes ces galaxies appartiennent au catalogue de Arp (1966). La suite d'images illustre, de gauche à droite et de bas en haut, les étapes d'une fusion majeure entre deux galaxies : la rencontre définie par le premier passage (images 1 et 2), puis le second passage plus proche et plus violent (images 3 à 5) et enfin la fusion de deux galaxies (images 6 à 8).

A l'époque de leur découverte, après les années 50, plusieurs études ont été menées pour comprendre leur formation. La première étape a été la création de catalogues permettant de se doter de galaxies particulières à étudier. Arp (1966) a observé plusieurs milliers de galaxies particulières grâce à quatre ans d'observations avec le télescope de 200-inch (cinq mètres) de l'observatoire de Palomar. Il les a classées en diverses familles, celles regroupant les galaxies à

deux composantes, avec un anneau, ou encore avec une longue trainée derrière la galaxie, appelée une queue. Il résume cela dans son “Atlas of peculiar galaxies”. Ce catalogue sera par la suite une référence pour les études sur les TDG.

Si de nos jours, il est communément admis que les différents courants stellaires, queues, ponts ou coquilles (voir figure 6.1) observés dans les galaxies particulières sont dus à des effets de marée provoqués lors de fusions de galaxies, cela n’a pas été direct. En effet, plusieurs théories proposaient soit une éjection de matière due à des supernovae (Zwicky, 1962), soit une éjection de matière provenant du centre de la galaxie dans le plan du disque. Dans le même temps, des études ont montré que lors d’une collision ou d’un rapprochement entre deux galaxies des effets de marée se faisaient ressentir et pouvaient conduire à la déformation de la structure interne des galaxies ou à l’arrachement de matière (Zwicky, 1956; Lindblad, 1960; Tashpulatov, 1970). Tous ces débats ont pris fin avec le célèbre article de Toomre et Toomre (1972) expliquant et démontrant via des simulations numériques aussi bien la formation des queues que celle des ponts de matières, comme le résultat de fusions majeures. Ils ont aussi modélisé quelques galaxies particulières comme la galaxies des Antennes pour illustrer leur propos (voir figure 6.2).

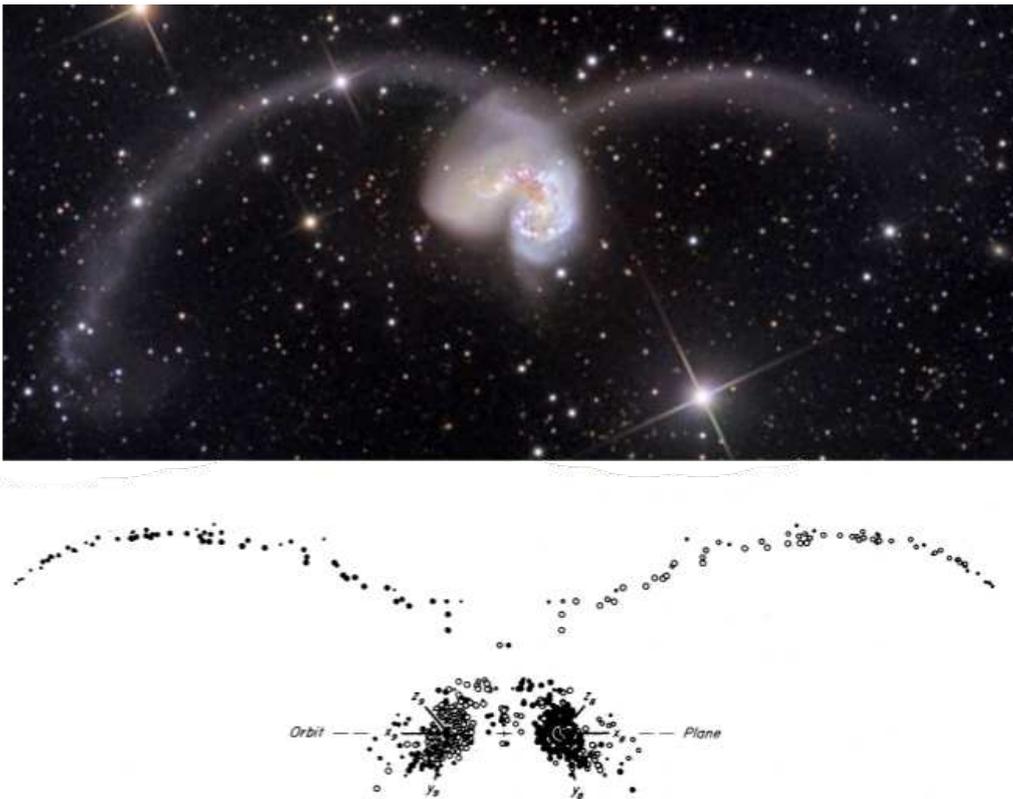


FIGURE 6.2 – Modélisation de la galaxie des Antennes. En haut, image couleur de la galaxie des Antennes montrant les deux queues de marée s’étendant sur des centaines de kpc et les deux noyaux des galaxies au centre. En bas, résultat d’une simulation de Toomre et Toomre (1972) reproduisant la morphologie au premier ordre de la galaxie des Antennes modélisant une collision de deux galaxies spirales.

6.2 Observations des galaxies naines de marée

L'étape qui a suivi la compréhension des queues de marée a été la découverte des galaxies naines de marée (TDG). [Schweizer \(1978\)](#) et [Mirabel *et al.* \(1992\)](#) ont été parmi les premiers à étudier des candidates de TDG se situant dans les queues de marée de la galaxie des Antennes. De nombreuses études suivirent sur cette galaxie. Ainsi, [Hibbard *et al.* \(2001\)](#) ont fait une carte détaillée de ces galaxies en HI et ont étudié si les TDG candidates découvertes par [Mirabel *et al.* \(1992\)](#) et [Schweizer \(1978\)](#) sont des systèmes stables. Le manque de gaz des TDG de la galaxie des Antennes, donc de masse, soulève une incertitude quant à leur stabilité. Une pléiade d'autres études dédiées à la découverte de TDG et de leurs propriétés ont été mises en place à la fin des années 90 et au début des années 2000. Par exemple, [Hunsberger *et al.* \(1996\)](#) ont observé les groupes compacts de Hickson trouvant 47 galaxies de masses comprises entre $2 \times 10^6 M_{\odot}$ et $2 \times 10^8 M_{\odot}$ et [Mendes de Oliveira *et al.* \(2001\)](#) ont fait de même pour le quintette de Stephan.

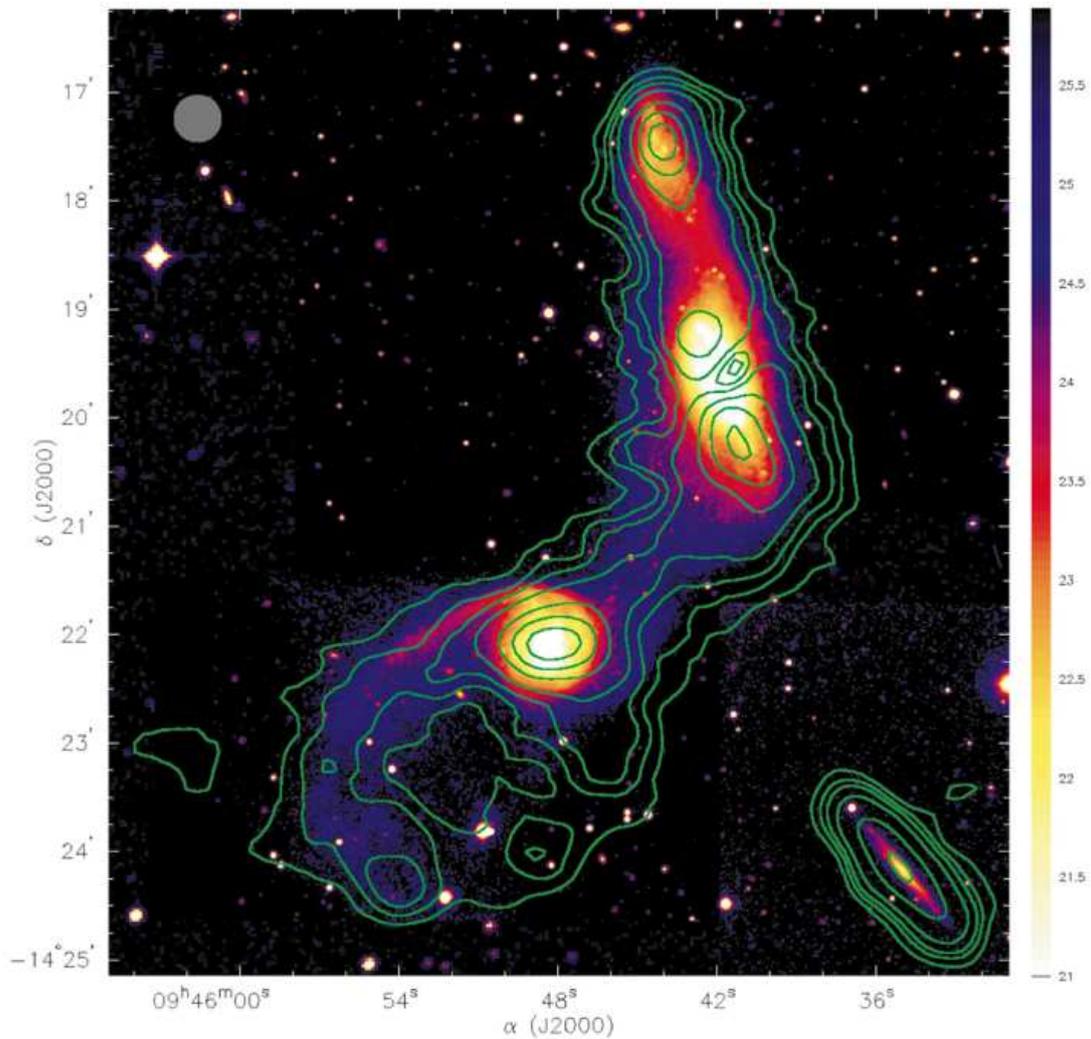


FIGURE 6.3 – Superposition de la distribution HI sur l'image en bande V de Arp 245. Les contours des niveaux sont 1, 2, 3, 5, 10, 15, et $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Pour la queue de marée, située en haut à droite et associée à NGC 2992, le pic de HI se superpose à la TDG.

Une série d'études plus poussées a été entreprise par [Duc et al. \(2000\)](#) pour la galaxie Arp 245 formée de NGC 2292/93 et par [Duc et Mirabel \(1998\)](#) concernant NGC 5291. L'étude de la TDG dans le système Arp 245 se veut exhaustive. Ainsi, [Duc et al. \(2000\)](#) ont utilisé des images dans l'optique, dans le proche IR, une image en $H\alpha$, de la spectroscopie optique, les données du gaz HI prises avec le VLA et celles du gaz CO obtenues par l'antenne de 30 mètres de l'IRAM (Institut de RadioAstronomie Millimétrique). La taille de cette TDG est estimée à $5 \text{ kpc} \times 10.5 \text{ kpc}$ avec une magnitude absolue $M_B = -17.25 \pm 0.01$ et une brillance de surface centrale égale à $22.4 \text{ mag.arcsec}^{-2}$. La figure 6.3 montre une corrélation entre les étoiles et le gaz dans la queue de marée. De plus, une étude numérique a été entreprise pour reproduire la fusion et déterminer l'âge de formation de la queue de marée, estimé à 100 millions d'années après le premier passage de la fusion.

[Weilbacher et al. \(2000\)](#) ont juste utilisé les bandes B, V et R sur une dizaine de galaxies en interaction via la caméra SUSI (SUperb Seeing Imager) qui se situe au foyer du NTT (New Technology Telescope). Ils ont ainsi découvert 36 zones de formations stellaires dans des queues de marée pouvant être des TDG (voir figure 6.4).

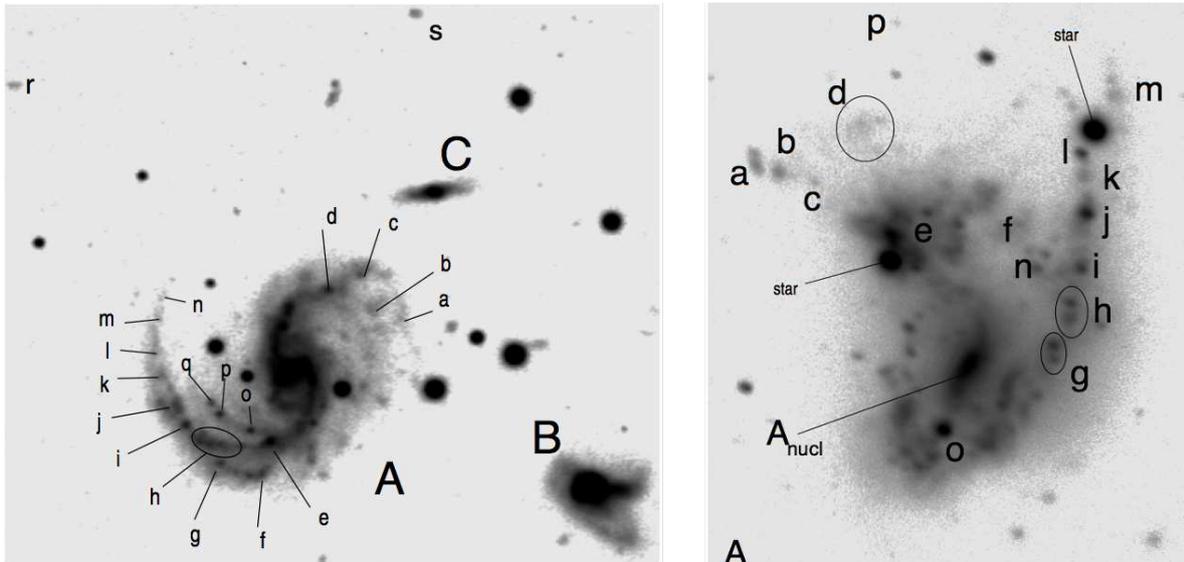


FIGURE 6.4 – Deux exemples sur dix de galaxies particulières étudiées par [Weilbacher et al. \(2000\)](#). A gauche, le système AM 1208-273. A, B et C marquent les galaxies normales, alors qu'en miniscule a, b, . . . , p, q indiquent les possibles TDG. A droite, est présenté le système AM 1054-325A avec des notations similaires.

Plus récemment, un travail a été accompli dans le cadre du projet Galaxy Zoo afin de détecter des TDG dans l'univers proche ($z < 0.1$). [Kaviraj et al. \(2012\)](#) se sont servi du catalogue des galaxies en fusion fait à partir des données SDSS DR6 afin d'y détecter lesquelles forment des TDG. Avec cet échantillon, des études statistiques sur la masse, la distance à la galaxie hôte, la taille et la formation stellaire ont pu être produites pour la première fois. La distribution de masse des TDG par exemple s'étale de $10^7 M_\odot$ à $10^{9.8} M_\odot$. Cet échantillon de TDG est évidemment incomplet car seules les TDG très massives pour des redshifts de 0.1 peuvent être observées. Cependant, cela montre un bestiaire de TDG donnant une vision préliminaire des propriétés que peuvent avoir les TDG.

D'après toutes ces observations, il semble ressortir quelques propriétés générales concernant les TDG observées. Elles ressemblent fortement aux dIrr (dwarf Irregular, galaxie irrégulière) et aux BCD (Blue Compact Dwarf, galaxie naines compacte bleue) car elles sont riches en gaz HI, forment des étoiles et leur cinématique est proche de celle d'un disque en rotation. Cependant, ces propriétés sont biaisées par le fait que les études sur les TDG les observent juste après leur formation. Quelques milliards d'années plus tard, leurs populations stellaires et leur quantité de gaz peuvent avoir fortement évolué. La formation stellaire peut être stoppée par manque de gaz et une interaction avec leur galaxie hôte peut les transformer en dSph (pour plus de détails voir le chapitre suivant). Néanmoins, les différences durables avec les galaxies naines classiques sont une plus forte métallicité du fait de leur matériel de base qui provient de galaxies spirales déjà évoluées chimiquement, et la possibilité qu'une TDG soit privée d'une population stellaire âgée (> 10 Gyrs) si elle ne s'est formée qu'à partir du gaz provenant de galaxie spirale. Enfin, la formation de TDG n'implique pas en théorie de matière noire.

6.3 Formation et évolution des TDG

La formation d'une TDG peut s'expliquer par plusieurs phénomènes. [Barnes et Hernquist \(1992\)](#) montrent via des simulations sans gaz que la formation des TDG est due aux instabilités gravitationnelles dans les queues de marée, à la suite de quoi le gaz plus étendu devrait venir s'accréter, un scénario bottom-up. D'un autre côté, [Elmegreen et al. \(1993\)](#) suggèrent que les TDG se forment par effondrement d'un nuage de gaz supermassif, un scénario top-down. Les travaux de [Bournaud et al. \(2003\)](#) confirmés par [Duc et al. \(2004\)](#) suggèrent à leur tour que le halo de matière noire d'une galaxie a un rôle primordiale dans la création des TDG massives à l'extrémité de la queue de marée lesquelles sont fréquentes dans l'univers proche. D'après leurs simulations, les TDG massives ont besoin d'un halo d'une taille égale à ~ 10 fois la taille du disque pour se former à l'extrémité de la queue de marée. Un halo très étendu permet de ne pas laisser échapper le gaz de la queue de marée, cela favorise l'accumulation de matière à l'extrémité de la queue de marée et forme une TDG massive. Enfin, [Wetzstein et al. \(2007\)](#) simulent des fusions majeures avec des résolutions bien supérieures que celles de [Barnes et Hernquist \(1992\)](#). L'effondrement stellaire vu par [Barnes et Hernquist \(1992\)](#) ne se retrouve plus à haute résolution et serait donc un artefact. Ils montrent en revanche que la physique du gaz et de son refroidissement sont des facteurs facilitant la création des TDG. Pour cela, ils ont changé la fraction de gaz de leurs simulations de 10 à 30 %. Le gaz se trouve aussi être dans les parties externes du disque. Une augmentation de la quantité de gaz implique donc une augmentation de la masse éjectée pour la queue de marée. Cet ajout de masse facilite l'instabilité gravitationnelle et permet la création de plusieurs TDG massives tout au long de la queue de marée. De plus, la physique du gaz, comparée à celle des étoiles purement gravitationnelle, facilite l'effondrement gravitationnelle. Aucune étude sur la création de TDG à partir de fusions majeures encore plus riches en gaz n'a été entreprise. La plus forte fraction de gaz est de 30 % pour [Wetzstein et al. \(2007\)](#) et cela diminue à 15 % pour [Bournaud et Duc \(2006\)](#). Aucune étude ne traite le cas d'une fraction de 50 % de gaz qui serait plus réaliste pour les fusions majeures se passant à $z = 1 - 2$.

Une TDG formée doit rester stable pendant des milliards d'années pour devenir une galaxie naine. La question de sa stabilité ne peut être résolue que par des simulations pouvant suivre son évolution sur de longues périodes. Afin de traiter cette question, [Bournaud et Duc \(2006\)](#)

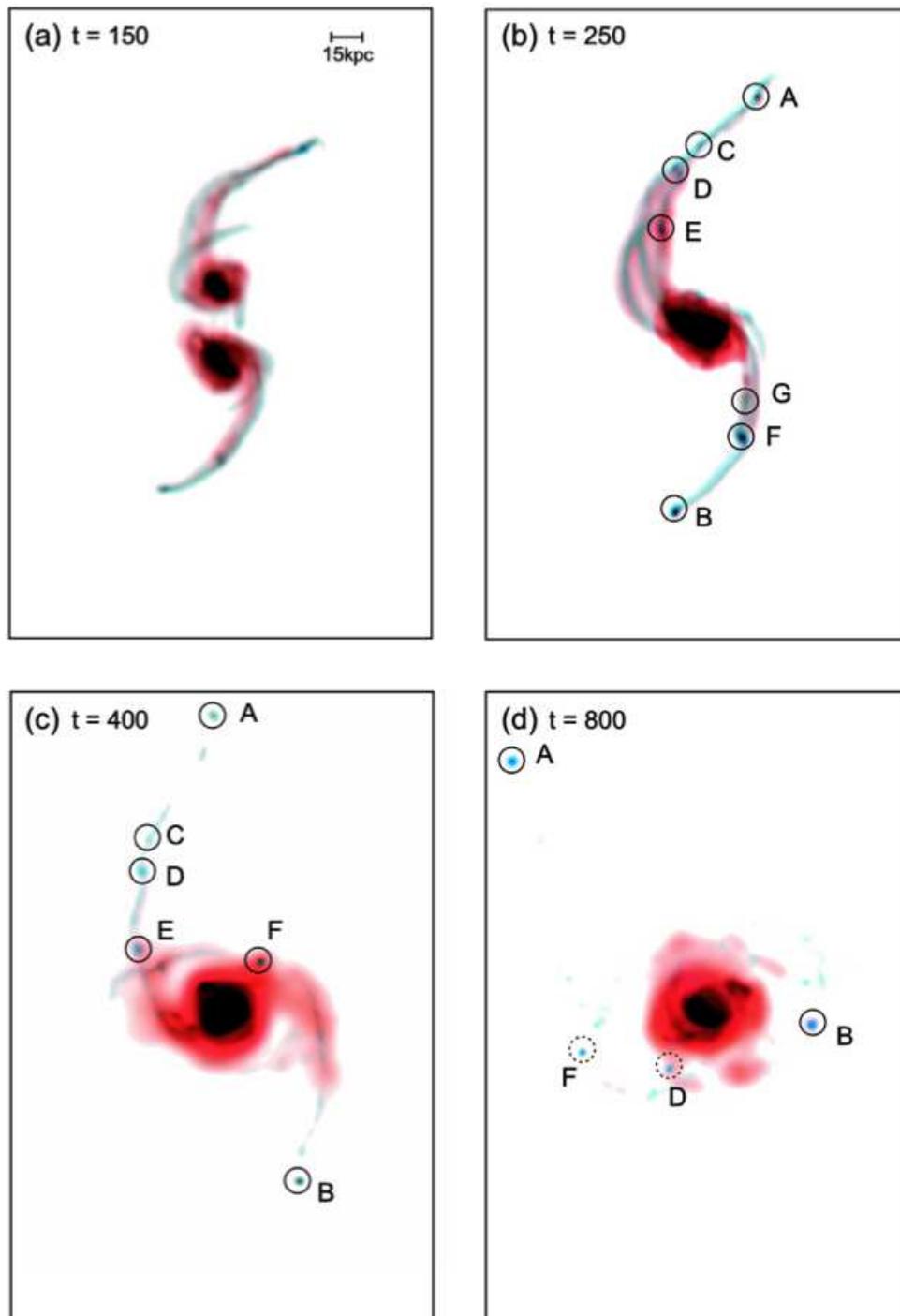


FIGURE 6.5 – Création de galaxies naines de marée via une simulation de [Bournaud et Duc \(2006\)](#) d'une durée de deux milliards d'années avec une fraction de gaz inférieure à 15 %. Les quatre images représentent quatre étapes de la fusion. Le temps est indiqué en haut à gauche de chaque image. Le rouge code pour les étoiles âgées et le bleu pour les étoiles jeunes. Sept TDG de masses supérieures à $10^8 M_{\odot}$ sont numérotées de A à G et entourées en trait plein. Les images (c) et (d) montrent soit leur destruction soit leur perte de masse. Les cercles en pointillé marquent les TDG de masses inférieures à $10^8 M_{\odot}$. A la fin de la simulation, après deux milliards d'années, seul l'objet A a survécu, B a plongé dans la galaxie résultant de la fusion à $t = 1.7$ milliards d'années.

ont lancé des simulations à hautes résolutions, 10^6 particules pour les étoiles et de même pour le gaz, avec 96 configurations de collisions jouant sur le rapport de masse, la paramètre d'impact, la vitesse relative des deux galaxies hôtes à l'infini, l'orbite et l'orientation des galaxies. Avec ce matériel, [Bournaud et Duc \(2006\)](#) cherchent une statistique sur la survie des TDG et les conditions favorables à leur création. Il en ressort qu'il existe des configurations privilégiées pour créer des TDG : les orbites des galaxies doivent être progrades et co-planaires au plan orbital ($< 40^\circ$) tandis que le rapport de masse doit être inférieur à 1 : 4. Sur les 593 TDG créées dans les simulations, 25% ont survécu plus de 2 milliards d'années avec une masse supérieure à 10^8 , les autres sont retombées ou ont été détruites (voir figure 6.5). Il est rare de former plus de deux galaxies naines survivantes pour une fusion majeure. Les TDG se localisent à une distance comprise entre 10 et 15 fois le rayon optique, et ont une masse de quelques pourcents la masse de leurs progéniteurs.

Cependant, ces résultats semblent biaisés par les conditions initiales de faibles fractions de gaz ([Fouquet et al., 2012](#)). En effet, la fusion majeure riche en gaz utilisée pour reproduire M31 crée bien plus de 2 TDG stables sur plusieurs milliards d'années et ayant des masses entre 10^8 et $10^9 M_\odot$. De plus, certaines TDG sont restées liées à la galaxie résultant de la fusion tandis que d'autres sont libres de son attraction.

6.4 La matière noire dans les TDG

Les études théoriques et les simulations sont en accord sur le point qu'il n'y a pas ou très peu de matière noire dans les TDG. Cela s'explique par le fait qu'une queue de marée est le produit d'une déformation d'un disque baryonique d'une galaxie ne faisant pas intervenir de matière noire. Une TDG peut en revanche contenir une grande quantité de gaz HI seulement détectable par l'observation de la raie à 21 cm.

Plusieurs études ont tenté de déterminer la masse dynamique des TDG observées. Deux visions s'affrontent sur cette question qui a d'importantes conséquences. [Braine et al. \(2001\)](#); [Duc et Mirabel \(1998\)](#); [Duc et al. \(2000\)](#); [Bournaud et al. \(2004\)](#) calculent des rapports M/L proches de l'unité, à la différence de [Weilbacher et al. \(2002\)](#) qui étudient la dynamique de plusieurs TDG potentielles de la galaxie dite de "la chaise du dentiste" et trouvent des gradients de vitesse élevés qui ne peuvent être dus à un effet de projection, la queue de marée étant vue de face. De même, [Weilbacher et al. \(2003\)](#) se sont penchés sur 14 TDG identifiées par [Weilbacher et al. \(2000\)](#). Ils ont trouvé pour dans de nombreux cas des gradients de vitesse dépassant les 100 km.s^{-1} , trop grand pour être expliqués par leur masse visible. [Hibbard et Barnes \(2004\)](#) ont fait une revue sur cette question en utilisant des simulations numériques. Ils concluent que la faible résolution spatiale et cinématique et/ou l'effet de projection semblent être la cause de ces forts gradients de vitesse.

Cependant, le débat est vivement relancé en 2007. [Bournaud et al. \(2007\)](#) reviennent sur le cas de la galaxie NGC 5291 et expliquent les forts gradients de vitesse des trois TDG par du gaz moléculaire froid qui aurait le double de la masse des étoiles. [Gentile et al. \(2007\)](#); [Milgrom \(2007\)](#) y voient, quant à eux, une preuve de la théorie MOND. En effet, les TDG sont des galaxies particulièrement intéressantes pour tester la théorie MOND. Etant théoriquement non dominées par la matière noire, il suffit d'un exemple de TDG ayant une masse dynamique dépassant sa masse baryonique pour prouver qu'il est nécessaire d'avoir un autre mécanisme que celui de la

matière noire pour expliquer les fortes dispersions de vitesse. Le débat reste toujours ouvert. Il faudrait pour le clore répondre aux critiques de [Hibbard et Barnes \(2004\)](#) : avoir un grand nombre de champs de vitesse pour des TDG détachées de leur galaxie hôte avec une meilleure résolution spatiale et cinématique.

6.5 La proportion actuelle des TDG

Si l'existence et surtout la stabilité des TDG sur un temps de Hubble est accepté, une interrogation se porte alors sur la fraction de TDG parmi les galaxies naines de l'univers proche ; quelle est l'importance de ce mode de formation pour les galaxies naines, est-il minoritaire ou majoritaire ?

[Okazaki et Taniguchi \(2000\)](#) ont été les premiers à tenter d'expliquer les galaxies naines elliptiques satellites dans les galaxies de champ, de groupe et d'amas par le biais de TDG. Ils ont même ajouté qu'ils n'ont supposé la création que d'une ou deux galaxies par fusion.

D'autres études se sont intéressées à la question avec des conclusions différentes ([Bournaud et Duc, 2006](#); [Kaviraj et al., 2012](#); [Wen et al., 2012](#)). Dans toutes ces études, la méthode utilisée est la même pour déterminer la fraction de galaxies naines comme résultat de TDG : (1) ils déterminent le taux de fusion en fonction du redshift, du rapport de masse et de la masse de la galaxie dominante ; (2) ils déterminent le nombre de TDG créées à partir de ces fusions qui ont survécu jusqu'à aujourd'hui. Il suffit ensuite d'intégrer, sur toute la durée de l'univers, les TDG formées successivement et de comparer ce chiffre au nombre de galaxies naines actuelles. [Bournaud et Duc \(2006\)](#) concluent que seulement 10 % des galaxies naines sont des TDG. Ils supposent que pour une fusion seulement 0.1-0.2 TDG sont formées et survivent plus de 10 milliards d'années. Cependant, ils expliquent aussi que leur résultat est entaché d'incertitudes. En effet, les galaxies dans l'univers passé, n'ayant pas les mêmes propriétés que les galaxies actuelles, pourraient former plus de TDG. La question de la fraction de gaz déjà discutée peut avoir de lourdes conséquences dans l'estimation de la fraction de TDG parmi les galaxies naines. Sur la même question, [Kaviraj et al. \(2012\)](#) utilisent les données observationnelles du SDSS et prédisent en moyenne trois épisodes de fusion, pour les galaxies massives, pouvant former des TDG. Le nombre de TDG ayant une masse supérieure à 10^8 , formées au cours de ces fusions, est estimé à 0.22 avec une chance de survie de 50 %. Le nombre de TDG alors produites par galaxie est de $3 \times 0.22 \times 0.5 = 0.33$, résultat faible en comparaison du nombre de galaxies naines ayant une masse supérieure à $10^8 M_{\odot}$ dans l'environnement de la MW (2 : LMC-SMC) et de M31 (2 : M32-NGC 205). Enfin, [Wen et al. \(2012\)](#) se servent de données observationnelles mais dans l'univers lointain en utilisant les données GEMS. Ils concluent à une fraction de moins de 10 % de TDG pour les galaxies proches.

Toutes ces études donnent une faible formation de TDG par fusion. Bien qu'elles semblent indépendantes, elles sont toutes basées sur les simulations numériques de [Bournaud et Duc \(2006\)](#). Cette question est loin d'être définitivement tranchée au vu du manque d'échantillons observationnels complets de TDG dans l'univers proche et distant, du taux de fusion qui peut être plus finement utilisé que simplement moyenné, et de simulations numériques qui doivent prendre comme conditions initiales des galaxies distantes, riches en gaz.

Chapitre 7

Les galaxies naines dans le Groupe Local

Sommaire

7.1	Les galaxies irrégulières du GL	175
7.2	Caractéristique du Grand Nuage de Magellan	176
7.2.1	La masse baryonique du LMC	176
7.2.2	Mouvement propre du LMC - lié ou libre?	176
7.2.3	Le courant Magellanique	177
7.3	Les galaxies naines elliptiques et sphéroïdales	177
7.4	Les galaxies naines de luminosité ultra-faible	181
7.5	Distribution spatiale et cinématique des satellites autour de la Voie lactée	182
7.6	Effets d'une galaxie hôte sur son satellite	185
7.6.1	La force de friction dynamique	186
7.6.2	Les effets de marée	187
7.6.3	Le ram pressure stripping	188
7.6.4	La relation morphologie-densité, le cas particuliers de le Voie Lactée et des MC	188
7.7	Les galaxies naines dans le modèle standard ΛCDM	189
7.7.1	Les simulations cosmologiques à petite échelle	189
7.7.2	Le nombre de galaxies naines autour de galaxies hôtes	191
7.7.3	Distribution spatiale des galaxies satellites	193
7.8	Un nouveau scénario pour la formation des galaxies naines de la Voie Lactée	194
7.8.1	Résumé de l'article	194
7.9	Les satellites de la Voie Lactée : d'anciennes TDG ou d'anciennes galaxies primordiales ?	214

Dans le chapitre 5, j'ai présenté un scénario dans lequel M31 pourrait être le résultat d'une fusion majeure. Une des conséquences de cela serait l'éjection d'une grande quantité de matière ($> 10^{10} M_{\odot}$) dans le Groupe Local (GL) via la formation de queues de marée. De ces queues de marée, de nouvelles galaxies naines peuvent émerger, les TDG (voir chapitre 6). Dans ce

chapitre, j'étudie les conséquences de la formation de galaxie naine de marée pour expliquer dans la formation des galaxies naines de la Voie Lactée.

La somme de connaissances, d'observations et d'études sur les quelques Mpc³ d'univers que constitue le GL est gigantesque. Notre position à l'intérieur du GL a permis d'obtenir des observations précises mais surtout cela a permis l'utilisation de techniques d'observations actuellement inutilisables pour des galaxies plus lointaines, telles que la résolution puis l'étude spectroscopique de milliers d'étoiles (Walker *et al.*, 2007b, 2009a). Loin d'être encore totalement connu, le GL est un lieu riche en nouveautés spécialement pour l'étude des galaxies naines ; en plus d'une dizaine d'années le nombre de galaxies naines connues a été multiplié par plus de 2, et il reste sûrement encore des galaxies à découvrir (Koposov *et al.*, 2008). Quatre classes de galaxies naines sont désormais observées dans le GL : (1) les galaxies naines irrégulières, les premières à avoir été découvertes avec les Nuages de Magellan ; (2) les galaxies naines elliptiques, M32 ou NGC 205 ; (3) les galaxies naines sphéroïdales en grand nombre à proximité de la Voie Lactée et ayant des rapports masse-luminosité très grands ($10 < M/L < 100$) ; (4) les galaxies naines ultra-faibles, découvertes à partir de 2005 (Willman *et al.*, 2005b), qui sont aujourd'hui encore mal connues à cause de leur faible luminosité et incomplètement découvertes.

Dans ce chapitre, je commence par dresser un rapide bilan des effectifs et des propriétés majeures des galaxies naines qui existe parmi les différentes classes exposées ci-dessus. Je me concentre ensuite sur les propriétés globales (position et vitesse) des 11 galaxies naines classique de la Voie Lactée. Trois caractéristiques ressortent de cette étude. Premièrement, une distribution spatiale en forme de plan presque perpendiculaire au plan du disque, le VPOS (Vast Polar Structure Pawlowski *et al.*, 2012) qui n'a pas son pareil pour le système de galaxies naines de M31 (Metz *et al.*, 2007). Deuxièmement, ce plan est renforcé par l'étude des moments angulaires qui tend à montrer un alignement de ces derniers dans la direction perpendiculaire au VPOS (Metz *et al.*, 2008). Cela induit que les satellites tourneraient dans le plan qu'il définissent, le rendant ainsi stable. Enfin, une énergie cinétique pour ces galaxies naines (spécifiquement pour le LMC et Leo II) qui soit requiert une masse de la Voie Lactée plus grande ($> 2 \times 10^{12}$), soit indique que les galaxies naines classiques sont libres ou tout au moins ont un tel rayon d'apocentre (> 1 Mpc) que l'on peut considérer qu'elles passent pour la première fois à proximité de la Voie Lactée (Fouquet *et al.*, 2012).

Je traite ensuite des forces que subissent les galaxies naines lorsqu'elles orbitent autour de leur galaxie hôte. Cela amène à une relation morphologie-distance qui prédit que les galaxies orbitant dans le rayon de viriel de leur galaxie hôte se transforme en galaxies naines sphéroïdale, sans gaz, ni rotation interne (Mayer *et al.*, 2001b, 2006). Les MC de par leur position et leur morphologie dérogent fortement à cette règle. Des études ont cherché un cas similaire autour d'autres galaxies et ont conclu que cette configuration est très rare dans l'univers proche (Robotham *et al.*, 2012). Cela vient confirmer l'idée que les MC passent pour la première fois à proximité de la Voie Lactée (Besla *et al.*, 2007).

La richesse des données observationnelles sur les galaxies naines du GL rend aussi possible des études cherchant à reproduire le GL ou le système de la Voie Lactée par des simulations cosmologiques. Les simulations les plus poussées cherchent à reproduire la distribution spatiale et dynamique tout aussi bien que la fonction de luminosité et la chimie des galaxies naines du GL (Wang *et al.*, 2012a). Cependant des problèmes conséquents, tels que le problème des satellites manquants ("missing satellite problem") ou l'impossibilité de reproduire le VPOS, pourrait faire

douter de la validité du scénario standard de formation et d'évolution des galaxies naines pour l'environnement de la Voie Lactée [Kroupa *et al.* \(2005\)](#); [Pawlowski *et al.* \(2011\)](#); [Kroupa \(2012\)](#).

Dans cette optique, mon travail de doctorant s'est porté sur la possibilité que les galaxies naines de la Voie Lactée aient une origine liée à l'éventuelle fusion majeure de M31, les considérant alors comme le résultat de TDG. Cette vision de la formation et de l'évolution des galaxies naines dans le GL permet d'expliquer les propriétés spécifiques des galaxies naines de la Voie Lactée ([Fouquet *et al.*, 2012](#)).

7.1 Les galaxies irrégulières du GL

Les galaxies naines irrégulières (dIrr) ont été les premières à être découvertes jusqu'à des distances de plus d'un Mpc, due à leur grande brillance de surface générée par leur formation stellaire. Pour les galaxies naines à grandes distances, il reste une incertitude quant à savoir si elles font partie du GL. Sans la connaissance de leur vitesse 3D, il est impossible de savoir si elles sont liées gravitationnellement au GL. J'ai fait le choix de ne prendre que les dIrr se trouvant à une distance plus petite que 1.5 Mpc de M31 ou de la Voie Lactée. L'ensemble des dIrr du GL se compose alors de 14 dIrr avec en plus 4 galaxies qui sont dites de transition entre la classe irrégulière et sphéroïdale (dTrans ou dIrr/dSph) (voir tableau 7.1).

TABLE 7.1 – Liste des galaxies naines irrégulières et en transition du Groupe Local. De gauche à droite : nom de la galaxie, type morphologique, distance au centre de la Voie Lactée (kpc), distance au centre de M31 (kpc), distance au barycentre du GL (kpc), magnitude absolue en bande V, article de la découverte de la galaxie naine. Les galaxies sont triées en deux groupes : celles proches de la Voie Lactée, puis celles proches de M31. Dans chaque groupe, elles sont triées par ordre de proximité à la galaxie hôte. Toutes les données proviennent de la revue très complète de [McConnachie \(2012\)](#). Certaines références trop anciennes n'ont pu être retrouvées.

Nom	Type	D_{MW}	D_{M31}	D_{GL}	M_V	Article
LMC	dIrr	50	811	421	-18.1	
SMC	dIrr	61	811	421	-16.8	
Phoenix	dTrans	415	868	556	-9.9	Schuster et West (1976)
NGC 6822	dIrr	452	897	595	-15.2	Barnard (1884)
LeoT	dTrans	422	991	651	-8.0	Irwin <i>et al.</i> (2007)
LeoA	dIrr	803	1200	941	-12.1	Zwicky (1942)
Aquarius	dIrr	1066	1173	1053	-10.6	van den Bergh (1959)
SagDIG	dIrr	1059	1356	1156	-11.5	Cesarsky <i>et al.</i> (1977)
UGC 4879	dTrans	1376	1395	1321	-12.5	Kopylov <i>et al.</i> (2008)
NGC 3109	dIrr	1301	1987	1633	-14.9	Herschel (1847)
Sextans B	dIrr	1430	1943	1659	-14.5	Holmberg 1958
Antlia	dIrr	1350	2039	1684	-10.4	Whiting <i>et al.</i> (1997)
Sextans A	dIrr	1435	2027	1711	-14.3	Zwicky (1942)
IC10	dIrr	798	252	440	-15.0	Swift (1888)
GLS3	dTrans	773	269	422	-10.1	Kowal <i>et al.</i> (1978)
IC1613	dIrr	758	520	517	-15.2	Wolf 1906
PegDIG	dIrr	921	474	618	-12.2	Holmberg 1958
WLM	dIrr	932	826	794	-14.2	Melotte (1926)

La découverte des dIrr dans le GL s’est étalée sur moins de 200 ans avec pour dernière découverte la galaxie Antlia en 1997. Les Nuages de Magellan font exception, ils ont toujours été connus car ils sont facilement visibles à l’œil nu dans l’hémisphère sud. Il n’y a que très peu de dIrr proches des galaxies spirales (M31 ou la Voie Lactée) hormis les MC. Pour les autres, elles sont à une distance de plus de 250 kpc de leur galaxie hôte. Les caractéristiques des dIrr du GL ne diffèrent pas des caractéristiques des autres dIrr rencontrées dans l’univers proche : présence de gaz HI, de formation stellaire et d’un disque ayant de fortes irrégularités. Leur magnitude absolue en bande B s’étalent de -10.1 à -18.1.

Une autre classe de galaxies, découvertes à partir des années 1970 (voir tableau 7.1), sont appelées les dTrans (dwarf transition). Les dTrans sont un nouveau type de galaxies. Leurs caractéristiques est un mélange des propriétés des dIrr et des dSph/dE d’où l’appellation en “transiton”. Ces galaxies ont une forme plutôt ronde et régulière ne pouvant donc pas être classé comme une galaxie naine irrégulière. Cependant, elles contiennent souvent une population stellaire assez jeune (moins de 1 milliard d’années) ou des population stellaire d’âge continue dans le temps comme pour Leo T (Weisz *et al.*, 2012) à la différence des galaxies naines sphéroïdales qui ont arrêté leur formation stellaire depuis plusieurs milliards d’années. Leur faible fraction de gaz est difficile à quantifier. Elles sont moins lumineuses que les dIrr, $-12.5 \leq M_V \leq -8.0$.

Les découvertes assez récentes de dTrans ou de dIrr montrent que les relevés sont encore incomplets à ce jour.

7.2 Caractéristique du Grand Nuage de Magellan

7.2.1 La masse baryonique du LMC

Le grand Nuage de Magellan est la galaxie naine la plus connue du fait de sa proximité (50 kpc) et de sa taille (645×550 arcmin²). Elle est le quatrième objet le plus brillant du GL après M31, la Voie Lactée et M33. La masse stellaire du LMC a été estimée par van der Marel *et al.* (2002) en se basant sur une magnitude absolue dans la bande V de $M_V = -18.5$, une extinction $A_V = 0.4$ et une couleur corrigée de l’extinction $(B - V)_0 = 0.43$. Suivant Bell *et al.* (2003), la masse stellaire du LMC est estimée à $2.6 \times 10^9 M_\odot$ pour une IMF de diet Salpeter. Harris et Zaritsky (2009) après un relevé stellaire du LMC, The Magellanic Clouds Photometric Survey (Zaritsky *et al.*, 1997), ont pu reconstruire l’histoire de la formation stellaire du LMC. De ces travaux, ils déduisent une masse baryonique du LMC comprise entre 1.7 et $3.5 \times 10^9 M_\odot$ (voir leur figure 12) avec une IMF de Salpeter. Pour comparer avec une IMF de diet Salpeter, il faut retrancher 0.25 dex (Bell *et al.*, 2003) à cette valeur, donnant une masse de 1.2 à $2.5 \times 10^9 M_\odot$. D’après un relevé HI récent (Kim *et al.*, 1998), la masse du gaz du LMC est de $0.5 \times 10^9 M_\odot$. La masse baryonique totale est ainsi comprise entre 1.7 et $3.0 \times 10^9 M_\odot$, supposant une IMF de diet Salpeter pour la masse stellaire. Cela induit une fraction de gaz de 16 à 33 %.

7.2.2 Mouvement propre du LMC - lié ou libre ?

Le LMC a longtemps été la galaxie la plus proche de la Voie Lactée, avant la découverte de la galaxie naine Sagittarius et de celles des UFD. Il attirait donc toute l’attention concernant le calcul d’un mouvement propre extragalactique. En 1928, Luyten *et al.* (1928) avaient déjà publié une table recensant 500 mouvements propres d’étoiles du LMC. A partir des années 80, une

série de mesures du mouvement propre du LMC s'est mise en place (Lin et Lynden-Bell, 1982; Jones *et al.*, 1994; Anguita *et al.*, 2000). Le mouvement propre du LMC avait pour but essentiel de contraindre la masse de la Voie Lactée en supposant que le LMC était lié à cette dernière. Cependant, cette quasi-certitude a été remise en cause par les observations de Kallivayalil *et al.* (2006) qui montrent que les anciennes mesures avaient sous-estimé de près de 100 km.s^{-1} le mouvement propre du LMC. Cette nouvelle mesure induit soit que le LMC est un objet libre passant pour la première fois à proximité de la Voie Lactée (Besla *et al.*, 2007; Piatek *et al.*, 2008; Pedreros *et al.*, 2006), soit que la masse de la Voie Lactée est beaucoup plus élevée que mesurée, $> 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ (Watkins *et al.*, 2010). Vieira *et al.* (2010) font une revue des récentes études sur le mouvement propre du LMC. Bien que le mouvement propre du LMC soit un des mieux connu parmi les galaxies naines, il reste encore trop d'incertitudes pour savoir s'il est lié ou non à la Voie Lactée. Un changement de son statut n'est pas sans de lourdes conséquences pour les études traitant de l'histoire du GL.

7.2.3 Le courant Magellanique

Le courant Magellanique (MS pour Magellanic Stream Mathewson *et al.*, 1974) est une bande de gaz HI d'une épaisseur de 10 degrés qui s'étend sur plus de 200 degrés, allant du LMC au pôle galactique sud (voir figure 7.1 Nidever *et al.*, 2010). Il est lié au Petit et au Grand Nuage de Magellan. D'après les premiers modèles de formation, le MS était supposé s'être formé par un arrachement de gaz provenant des MC dû à l'effet de marée de la Voie Lactée (Davies et Wright, 1977; Shuter, 1992; Putman et Gibson, 1999; Connors *et al.*, 2006). Utilisant des modèles hydrodynamique plus récents, Sofue (1994); Mastropietro *et al.* (2005) ont suggéré que le gaz des MC a été arraché par la force de pression exercée par le gaz de la Voie Lactée. Ce scénario requiert que les MC soient liés à la Voie Lactée. Kallivayalil *et al.* (2006) montrent que cette hypothèse n'est plus certaine. Besla *et al.* (2010, 2012) proposent alors que le MS provienne de l'interaction entre le Grand et la Petit Nuage de Magellan. Ce modèle suppose une très grande masse totale pour le LMC, $\sim 10^{11}$ dans le but de créer une immense queue de marée du SMC. Cette masse est près du double de la masse du disque stellaire de la Voie Lactée. La nature de la formation du MS reste à confirmer. Si le scénario suggéré dans cette thèse est exact, les MC passent pour la première fois près de la Voie Lactée et proviennent de M31 au sein d'une queue de marée riche en gaz. Le MS pourrait alors être un mélange de l'interaction entre les MC et une partie des restes de la queue de marée.

7.3 Les galaxies naines elliptiques et sphéroïdales

Avec actuellement 39 galaxies, le type morphologique dominant dans le GL est le type dE/dSph. Cette constatation est la même que dans les autres groupes ou amas. La différence par rapport aux études effectuées pour d'autres amas est la prédominance du type dSph trop faible pour être observé. En effet, la magnitude absolue en bande V pour les dE et cE varie de -16.5 à -14.6, alors que pour les dSph elle varie de -13.5 à -6.5. Les principales différences entre les dSph et les dE sont une plus faible luminosité et une compacité moindre pouvant entraîner des brillances de surface très faibles ($22.5\text{-}28 \text{ mag.arcsec}^{-2}$). A l'inverse des galaxies irrégulière, les dE et dSph sont proches de leur galaxie hôte ($< 300 \text{ kpc}$).

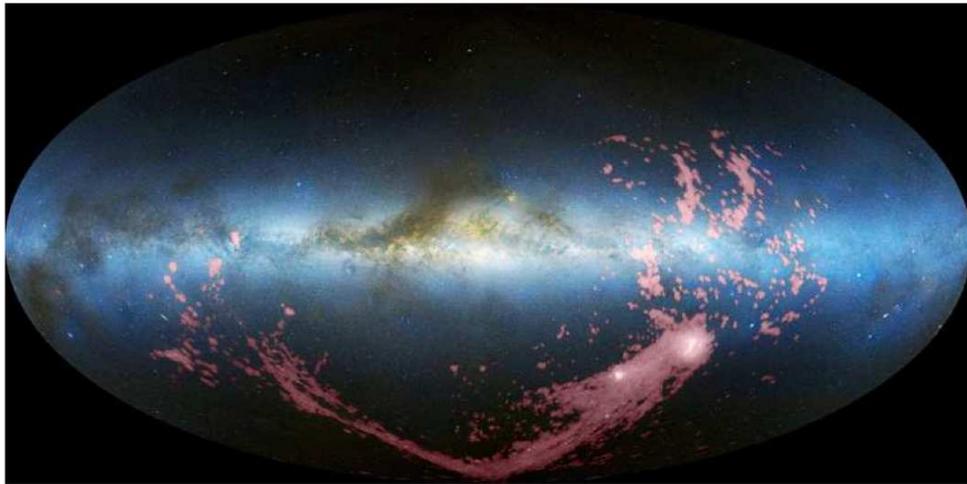


FIGURE 7.1 – *Le MS et des nuages HI (rouge) dans une projection Aitoff centrée sur le centre galactique (Nidever et al., 2010) avec pour fond une image optique de tout le ciel (Mellinger, 2009).*

Historiquement, ce sont les dE qui ont été découvertes les premières grâce à leur plus grande brillance de surface. Proche de M31, M32 est même considérée comme une elliptique compacte (cE) par sa très forte brillance de surface, en moyenne $17 \text{ mag. arcsec}^{-2}$ dans le rayon contenant la moitié de sa luminosité. Elle a alors été découverte très tôt par Charles Messier au XVIII^e siècle. A côté de ce cas particulier, il existe trois dE dans le GL : NGC 147, NGC 185 et NGC 205, toutes découvertes au XIX^e siècle. Enfin les 35 galaxies naines restantes sont des dSph. Toutes les galaxies dSph autour de la Voie Lactée ont été découvertes avant les années 2000, excepté Canes Vanetaci I qui est très éloignée de la Voie Lactée (218 kpc) et de très faible luminosité, $M_V \sim -7.5$ (Zucker et al., 2006b). Pour les galaxies naines de M31, la plupart ont été découvertes dans les années 2000. La raison de cette moisson de découvertes au voisinage de M31 provient d'un relevé profond et étendu sur une surface d'un rayon de ~ 150 kpc entourant M31, le relevé PAndAS (Martin et al., 2006; Ibata et al., 2007). Quelques incertitudes néanmoins résident sur la nature des galaxies naines dernièrement découvertes. AndXXVIII n'est pas encore bien identifiée comme une galaxie dSph (Slater et al., 2011), et il se pourrait que AndXXII soit un satellite de M33 et non de M31 (Chapman et al., 2012).

Un grand nombre d'études s'intéressent aux galaxies naines pour leur exceptionnel rapport masse-luminosité. L'étude cinématique du gaz HI pour les dIrr dans l'univers proche avait déjà montré que les rapports masse-luminosité, M/L , pouvaient être plus grands pour les galaxies naines que pour les galaxies spirales classiques. Pour les dSph de la Voie Lactée, de nombreuses études ont été menées pour mesurer la cinématique des étoiles résolues et en déduire la cinématique interne des galaxies pour en déduire les M/L . Le travail le plus poussé sur ce sujet a été réalisé en utilisant l'instrument à fibres Michigan/MIKE au télescope Magellan/Clay à l'observatoire Las Campanas au Chili (Walker et al., 2007a, 2009a), et en utilisant des données du télescope MMT (Multiple Mirror Telescope) (Walker et al., 2007b) dans le but d'effectuer un relevé de la cinématique interne de sept des onze dSph classiques de la Voie Lactée. Plus de 10 000 spectres d'étoiles, se situant dans les sept galaxies naines sélectionnées en plus de la compilation d'autres observations, ont permis une connaissance assurée de la cinématique des dSph de la Voie

TABLE 7.2 – Liste des galaxies naines elliptiques et sphéroïdales. De gauche à droite : nom de la galaxie, type morphologique, distance à sa galaxie hôte (kpc), magnitude absolue en bande V, article de la découverte de la galaxie. Les galaxies sont divisées en deux groupes celles ayant pour galaxie hôte la Voie Lactée puis celle ayant pour galaxie hôte M31. Dans chaque groupe, elles sont triées par ordre de proximité à leur galaxie hôte. Toutes les données proviennent de la revue très complète de [McConnachie \(2012\)](#).

Nom	Type	D_{hote}	M_V	Article
Sagittarius	dSph	18	-13.5	Ibata <i>et al.</i> (1994)
Draco	dSph	76	-8.8	Wilson (1955)
Ursa Minor	dSph	78	-8.8	Wilson (1955)
Sculptor	dSph	86	-11.1	Shapley (1938a)
Sextans	dSph	89	-9.3	Irwin <i>et al.</i> (1990)
Carina	dSph	107	-9.1	Cannon <i>et al.</i> (1977)
Fornax	dSph	149	-13.4	Shapley (1938b)
Canes Venatici I	dSph	218	-8.6	Zucker <i>et al.</i> (2006b)
Leo II	dSph	238	-9.8	Harrington et Wilson (1950)
Leo I	dSph	256	-12.0	Harrington et Wilson (1950)
M32	cE	23	-16.4	Legentil 1755
Andromeda IX	dSph	40	-8.1	Zucker <i>et al.</i> (2004a)
NGC 205	dE	42	-16.5	Messier 1798
Andromeda XVII	dSph	45	-8.7	Irwin <i>et al.</i> (2008)
Andromeda I	dSph	58	-11.7	van den Bergh (1972)
Andromeda XXVII	dSph	75	-7.9	Richardson <i>et al.</i> (2011)
Andromeda III	dSph	75	-10.0	van den Bergh (1972)
Andromeda XXV	dSph	88	-9.7	Richardson <i>et al.</i> (2011)
Andromeda XXVI	dSph	103	-7.1	Richardson <i>et al.</i> (2011)
Andromeda XI	dSph	104	-6.9	Martin <i>et al.</i> (2006)
Andromeda V	dSph	110	-9.1	Armandroff <i>et al.</i> (1998)
Andromeda X	dSph	110	-7.6	Zucker <i>et al.</i> (2007)
Andromeda XXIII	dSph	127	-10.2	Richardson <i>et al.</i> (2011)
Andromeda XX	dSph	129	-6.3	McConnachie <i>et al.</i> (2008)
Andromeda XII	dSph	133	-6.4	Martin <i>et al.</i> (2006)
NGC 147	dE	142	-14.6	Herschel 1833
Andromeda XXI	dSph	150	-9.9	Martin <i>et al.</i> (2009)
Andromeda XIV	dSph	162	-8.4	Majewski <i>et al.</i> (2007)
Andromeda XV	dSph	174	-9.4	Ibata <i>et al.</i> (2007)
Andromeda XIII	dSph	180	-6.7	Martin <i>et al.</i> (2006)
Andromeda II	dSph	184	-12.4	van den Bergh (1972)
NGC 185	dE	187	-14.8	Herschel 1789
Andromeda XXIX	dSph	188	-8.3	Bell <i>et al.</i> (2011)
Andromeda XIX	dSph	189	-9.2	McConnachie <i>et al.</i> (2008)
Andromeda XXIV	dSph	208	-7.6	Richardson <i>et al.</i> (2011)
Andromeda VII	dSph	218	-12.6	Karachentsev et Karachentseva (1999)
Andromeda XXII	dSph	221	-6.5	Martin <i>et al.</i> (2009)
Andromeda VI	dSph	269	-11.3	Karachentsev et Karachentseva (1999)
Andromeda XVI	dSph	279	-9.2	Ibata <i>et al.</i> (2007)
Andromeda XXVIII	dSph	368	-8.5	Slater <i>et al.</i> (2011)

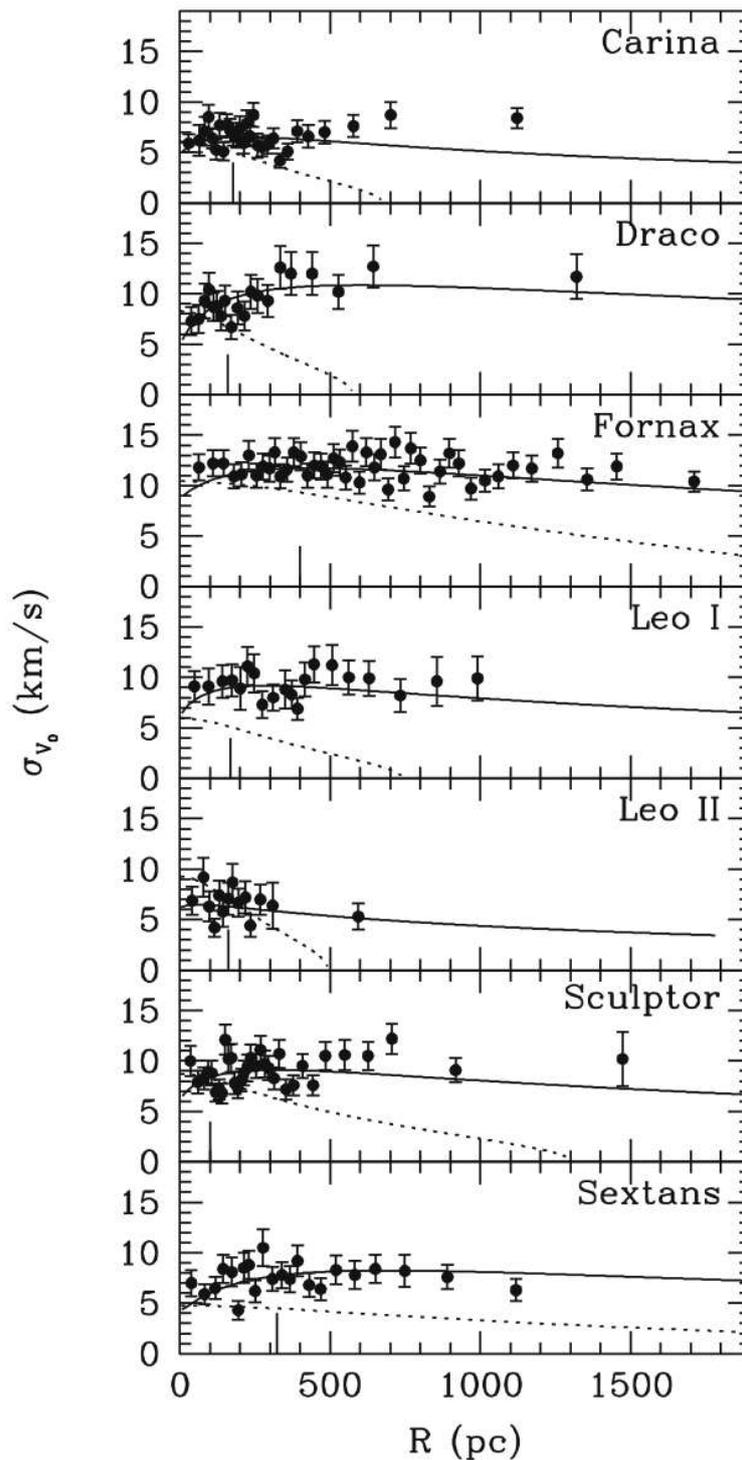


FIGURE 7.2 – Graphiques des dispersions de vitesse pour sept dSph en fonction de la distance au centre de la galaxie naine (Walker et al., 2009b).

Lactée (Walker et al., 2009b) (voir figure 7.2). Le rapport M/L semble varier d’une valeur proche de 10 pour Fornax, Leo I et Leo II jusqu’à une valeur dépassant les 100 pour Sextans et Ursa Minor. De tels rapports n’ont jamais été mesurés pour les galaxies classiques qui plafonnent à

des M/L de 15-20.

Plusieurs études se sont penchées sur la détermination des mouvements propres des galaxies naines classiques dans l’environnement de la Voie Lactée. Fouquet *et al.* (2012) en font un bilan et étudient si ces galaxies compagnons de la Voie Lactée sont liées ou libres en comparant leur vitesse totale avec la vitesse de libération (voir figure 7.3). Pour être sûr que les galaxies naines classiques soient des satellites et n’aient pas alors des rayons d’apocentre trop grands (> 1 Mpc), la masse de la Voie Lactée doit être largement dominée par la matière noire, avec une fraction de masse baryonique inférieure à 6%. Dans le cas d’une fraction de masse baryonique à 20%, la majorité des galaxies naines classiques sont libres ou quasiment-libres (voir figure 7.3).

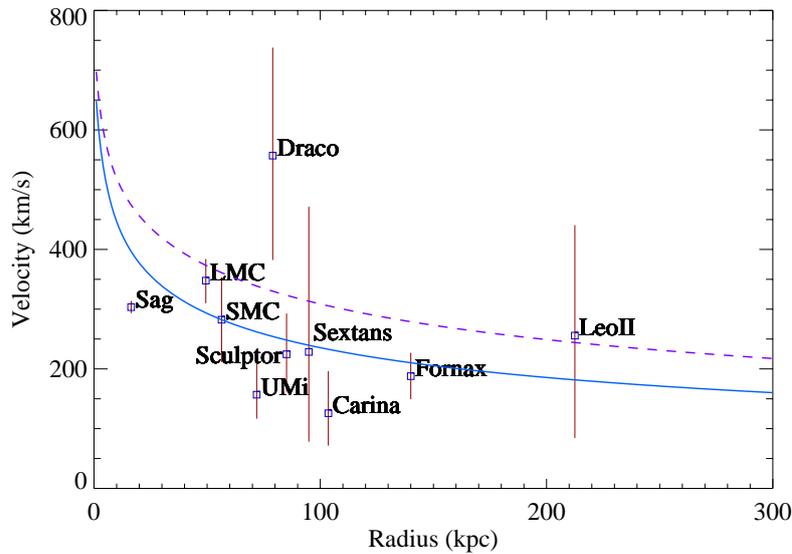


FIGURE 7.3 – Vitesse de libération des galaxies naines classiques de la Voie Lactée. Les courbes représentent la vitesse de libération pour deux fractions de masse baryonique : 6% (courbe magenta en pointillée) ; 20% (courbe bleue). Dans les deux cas, la masse baryonique est égale à 6.6×10^{10} . Les traits rouges représentent l’incertitude sur les vitesses de galaxies naines classiques.

7.4 Les galaxies naines de luminosité ultra-faible

Grâce au relevé SDSS, une grande partie du ciel de l’hémisphère nord a été observée de manière homogène. Parmi les données de cet immense relevé, une recherche systématique de surdensité d’étoiles a été entreprise. Plus de dix galaxies naines ont été découvertes dans l’environnement de la Voie Lactée à des distances allant de 28 à 180 kpc. Elles ont été baptisées « galaxies naines ultra-faibles » (UFD Ultra-Faint Dwarf) du fait de leur très faible luminosité comparée à celle des dSph. Alors que le minimum de la luminosité des dSph atteint $M_V = -6.5$, le maximum des UFD est de -6.6 (voir tableaux 7.2 et 7.3). Le tableau 7.3 montre le biais observationnel qui nous empêche encore d’observer une galaxie telle que Segue I (28 kpc) à la distance de Leo V (179 kpc). Ce biais a pour conséquence que les UFD les plus éloignées sont aussi les plus lumineuses. Bien que les UFD soit nommées différemment que les dSph, on peut se demander s’il y a une vraie frontière entre elles, une vraie différence de classe, ou bien si les UFD ne sont

que les galaxies de la fonction de luminosité que nous ne pouvions pas détecter (Willman *et al.*, 2004; Koposov *et al.*, 2008).

L'autre caractéristique des UFD en plus de leur faible luminosité est leur grand rapport masse-luminosité. Avec qu'il est possible d'obtenir des rapports qui dépassent les 100 avec les dSph, cela est commun avec les UFD qui peuvent atteindre des rapports de plus de 1000 comme pour Segue I (Simon et Geha, 2007).

TABLE 7.3 – Liste des galaxies naines ultra-faibles. De gauche à droite : nom de la galaxie, distance à la Voie Lactée (kpc), magnitude absolue en bande V, article de la découverte de la galaxie. Les galaxies sont triées par ordre de proximité à la Voie Lactée. Toutes les données proviennent de la revue très complète de McConnachie (2012).

Nom	D_{MW}	M_V	Article
Segue I	28	-1.5	Belokurov <i>et al.</i> (2007)
Ursa Major II	38	-4.2	Zucker <i>et al.</i> (2006a)
Bootes II	40	-2.7	Walsh <i>et al.</i> (2007)
Segue II	41	-2.5	Belokurov <i>et al.</i> (2009)
Willman I	43	-2.7	Willman <i>et al.</i> (2005a)
Coma Berenices	45	-4.1	Belokurov <i>et al.</i> (2007)
Bootes III	46	-5.8	Grillmair (2009)
Bootes I	64	-6.3	Belokurov <i>et al.</i> (2006)
Ursa Major I	102	-5.5	Willman <i>et al.</i> (2005b)
Hercules	126	-6.6	Belokurov <i>et al.</i> (2007)
Leo IV	155	-5.8	Belokurov <i>et al.</i> (2007)
Canes Venatici II	161	-4.9	Belokurov <i>et al.</i> (2007)
Leo V	179	-5.2	Belokurov <i>et al.</i> (2008)
Pisces II	181	-5.0	Belokurov <i>et al.</i> (2010)

7.5 Distribution spatiale et cinématique des satellites autour de la Voie lactée

La distribution spatiale des satellites autour de leur galaxie hôte est une propriété statistique primordiale à connaître pour comprendre et contraindre les modèles de formation des galaxies. Cela permet d'obtenir des renseignements sur le halo de matière noire, sur sa forme et/ou sa formation. L'étude de la mesure des vitesses radiales permet en plus d'estimer la masse du halo de matière noire.

Les satellites sont-ils concentrés ou répartis uniformément ? La distribution est-elle isotrope ou suivant le plan du disque ? Combien y a-t-il en moyenne de satellites par galaxie hôte ? Comment ce chiffre dépend-il de la masse de la galaxie hôte ? Pour répondre à ces questions, il serait nécessaire d'obtenir un échantillon complet de positions 3D et de vitesses radiales de satellites autour de diverses galaxies hôtes. Cet échantillon n'existe pas et la recherche sur la distribution spatiale des satellites n'en est qu'à ses débuts, faute de données observationnelles.

Il existe donc deux cas pour cette recherche : une étude en dehors du GL et une au sein du GL. L'étude en dehors ne peut prétendre avoir beaucoup d'informations sur les galaxies satellites d'une galaxie hôte. En effet, il est quasiment impossible de déterminer précisément la position

3D d'une galaxie à plus de 10 Mpc ; on doit se contenter d'une étude sur la distance projetée des satellites. De plus, au vu de la distance des galaxies hôtes, seules les galaxies satellites les plus brillantes ($M_V < -16$) sont observées. Le nombre de satellites observés par galaxie hôte est souvent de 2, cela correspond à la partie supérieure de la LF. Le seul point positif à l'étude des galaxies satellites en dehors du GL est la possibilité de faire des études statistiques. Il est ainsi possible de traiter de la même manière un échantillon de milliers de galaxies, en se servant par exemple du relevé SDSS (Azzaro *et al.*, 2007; Bailin *et al.*, 2008).

L'autre situation est l'étude au sein du GL. Dans ce cas, la richesse d'information est bien plus grande. Il est possible d'accéder aux distances 3D des galaxies satellites du GL ainsi qu'à leur vitesse radiale et même dans certains cas à leur vitesse tangentielle. De plus, les études ne se bornent pas seulement aux galaxies du haut de la LF mais atteignent les magnitudes $M_V \sim -8.5$. Il est donc possible de répondre aux questions sur la distribution des satellites du GL.

Dans le GL, il existe deux ensembles de satellites : un ensemble associé à M31 et un autre à la Voie Lactée. Bien que plusieurs études se soient intéressées à la distribution spatiale des satellites de M31 (Koch et Grebel, 2006; Metz *et al.*, 2007, 2009a), ces dernières sont moins développées que pour la Voie Lactée. Plusieurs raisons expliquent cet état. Le système de M31 est encore en pleine découverte avec plus de 20 galaxies naines révélées durant ces cinq dernières années. Les dernières études sur ce sujet ont été faite par Metz *et al.* (2007, 2009a). Ils n'ont pas trouvé d'anisotropie évidente, rendant l'étude de M31 moins intéressante que celle de la Voie Lactée pour laquelle une anisotropie existe. Néanmoins, il serait possible que les satellites de M31 se répartissent suivant deux plans épais (Metz *et al.*, 2007). Récemment, une découverte importante a été faite utilisant les résultats du relevé PAndAS qui ont permis de découvrir de nouvelles galaxies naines. Ibata *et al.* (2013) montrent en effet qu'une grande partie des galaxies naines de M31 situées dans la zone couverte par le relevé PAndAS (15 sur 27, plus de la moitié) formeraient un plan géant de près de 400 kpc d'envergure et de ~ 15 kpc d'épaisseur. Ce plan serait à peu près perpendiculaire au plan du disque de la Voie Lactée. La mesure des vitesses radiales confirme cette découverte en montrant un mouvement de rotation du plan, les galaxies au nord de M31 s'éloignent tandis que celles au sud se rapprochent. Cette découverte sera définitivement assurée avec la connaissance des mouvements propres des galaxies naines, produisant ainsi des vitesses 3D. Les mouvements propres devraient être faibles car le plan est vu par la tranche.

Les compagnons de la Voie Lactée ont été plus étudiés du fait de leur proximité permettant d'avoir des données plus fiables sur leur distance ($< 5\%$), et d'accéder à des échantillons complets de plus faible luminosité ($M_v < -8.5$) dans le rayon de viriel. De plus, le cas particulier du LMC a pu faire émerger des scénarios de formation des galaxies naines unique à la Voie Lactée, créant un regain d'intérêt. Les premières études sur la distribution spatiale datent de Lynden-Bell (1976). Il a suggéré que les galaxies naines telles que Draco, Sculptor et Ursa Minor, forment avec le LMC un courant qui est le résultat d'un arrachement de matière du LMC par effet de marée dû à la Voie Lactée, suivant l'exemple du MS. Dans la même veine, Majewski (1994) a étudié un lien possible entre le courant Fornax-Leo-Sculptor et les galaxies nouvellement découvertes à cette époque, Sextans et Phoenix. Kroupa *et al.* (2005) sont allés plus loin en suggérant que toutes les galaxies naines connues du GL feraient partie d'un plan épais appelé le Disk of Satellite (DoS) presque perpendiculaire au plan du disque de la Voie Lactée. Ils abandonnent ainsi totalement le caractère isotrope de la répartition des galaxies naines dans l'environnement de la Voie Lactée.

La vraisemblance de cette structure galactique connaît un point faible. En effet, dans la zone

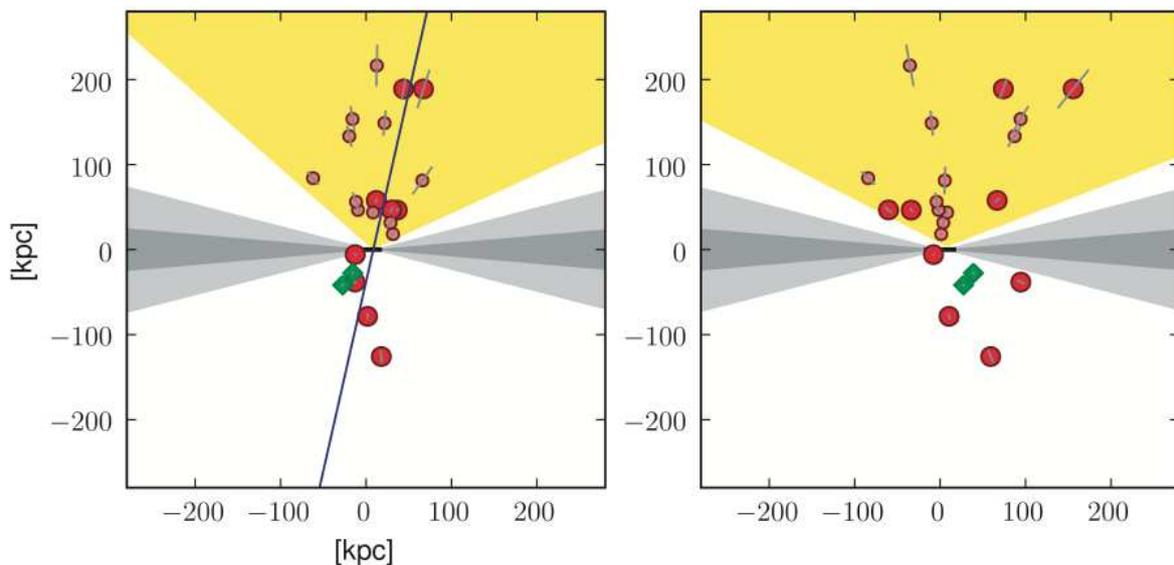


FIGURE 7.4 – Représentation du VPOS. A gauche, une vue de côté du VPOS (ligne) défini par Metz et al. (2009a). A droite, la même configuration mais tournée de 90° suivant l’axe de rotation de la Voie Lactée. En noir, est représentée la région obscurcie, $|b| < 5^\circ$, et en gris la zone difficilement accessible pour observer une galaxie naine, $|b| < 15^\circ$. Les losanges verts indiquent la position des Nuages de Magellan, les cercles rouges celle des dSph et les cercles oranges celle des UFD. Pour chaque galaxie, l’incertitude sur sa position est notée par un trait. La zone couverte par le SDSS est représentée en jaune.

proche du disque galactique, il est très difficile de détecter des galaxies naines. Sagittarius, qui se situe dans cette zone, a été la dernière des galaxies dSph découvertes alors qu’elle est une des plus massives. Elle doit sa découverte à une observation dans l’IR qui permet de passer outre le disque galactique. Néanmoins, cette zone ne couvre que 8 % du ciel si l’on se restreint à $|b| < 5^\circ$ ou 23 % pour $|b| < 15^\circ$ (voir figure 7.4).

La suite de cette étude s’est portée sur les UFD. Est-ce que les UFD font partie du DoS? Les nouvelles galaxies découvertes via le SDSS semblent aussi appartenir au DoS (Metz et al., 2009a). Cependant, le SDSS pointe dans la direction du DoS et non perpendiculairement. Un relevé complet tel que GAIA est donc indispensable pour clarifier la situation de cette structure galactique. Cependant, même si les UFD ne sont pas dans le DoS, cela ne remet pas en cause son existence. Cela indiquerait que les galaxies naines classiques n’ont pas eu la même histoire de formation que les UFD.

Récemment, Pawlowski et al. (2012) ont pris en compte les dSph, les UFD, les amas globulaires et les courants stellaires et ont montré que toutes ces structures formeraient un plan épais incluant le DoS : le VPOS, Vast Polar Structure.

Un second travail a été entrepris sur le moment angulaire des galaxies naines du Groupe Local. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître la position et la vitesse 3D des galaxies naines impliquant la connaissance du mouvement propre. Cette contrainte observationnelle réduit l’étude à l’environnement de la Voie Lactée. La première étude à traiter cette question a été Metz et al. (2008). Elle montre qu’il existe aussi une anisotropie pour la distribution du moment angulaire.

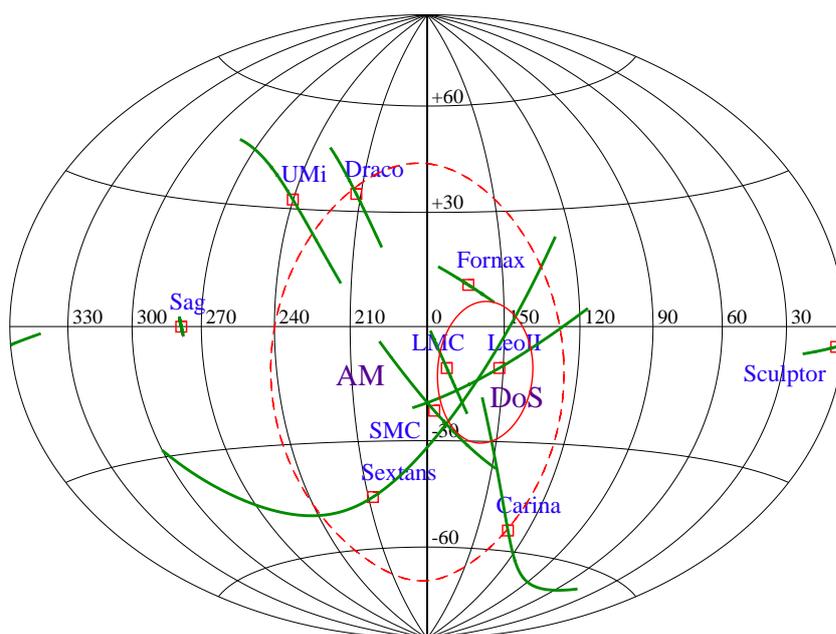


FIGURE 7.5 – Moments angulaires des galaxies naines classiques du Groupe Local sur une carte aitoff. Les carrés rouges indiquent les moments angulaires et les lignes vertes leur incertitude. L’ellipse en ligne solide montre l’incertitude associée à la direction perpendiculaire du VPOS. L’ellipse en ligne discontinue représente l’incertitude associée à la direction du moment angulaire moyen.

Les directions des moments angulaires pointeraient dans une direction privilégiée. Tout l’intérêt de cette étude a été de mettre en évidence que cette direction est proche de la direction perpendiculaire au DoS. Cela implique que les galaxies naines classiques orbitent dans un plan. Le DoS seraient une structure stable et non dû au hasard. [Fouquet et al. \(2012\)](#) continuent et confirment cette étude en rajoutant deux galaxies Leo II et Sextans (voir figure 7.5). Cependant l’anisotropie des moments angulaires n’est pas aussi forte que celle de la distribution spatiale. Certaines directions sont assez éloignées de la moyenne (voir figure 7.5). De plus, il reste encore trop d’incertitudes et de doutes sur la fiabilité des mesures pour tirer des conclusions statistiques fortes.

7.6 Effets d’une galaxie hôte sur son satellite

Lorsqu’une galaxie naine orbite ou simplement passe à proximité d’une galaxie massive, elle ne peut plus être considérée comme un point matériel. Les effets de marée dus à la galaxie massive qui s’appliquent sur la galaxie naine peuvent au mieux la déformer au pire la détruire complètement. Cet éventail de possibilités dépend d’une multitude de paramètres, la masse des deux galaxies en interaction, la distance d’approche de la galaxie naine, sa compacité, la présence de gaz pour les galaxies, etc. Trois concepts tentent d’expliquer et de modéliser cette interaction : la friction dynamique ; les effets de marée ; l’arrachement du gaz (Ram pressure stripping). Ces

effets expliquent qu'une galaxie naine, proche de sa galaxie hôte, a de grandes chances pour se transformer en galaxie du type morphologique dSph, à l'inverse les galaxies éloignées de leur galaxie hôte ont tendance à rester des dIrr. C'est la relation morphologie-densité.

7.6.1 La force de friction dynamique

Le concept de force de friction dynamique a été introduit par un des plus grands astronomes de l'histoire (Chandrasekhar, 1943a,b,c). Pour comprendre cette nouvelle force de frottement entre galaxies, il ne faut plus se représenter deux masses ponctuelles interagissant mais un objet ponctuel (la galaxie satellite) orbitant à proximité d'un objet étendu (la galaxie hôte). Lorsque une galaxie satellite passe à proximité de sa galaxie hôte, elle pénètre dans sa structure interne. Elle attire alors vers elle des particules de la galaxie hôte tout en continuant sa course. De ce fait, elle laisse derrière elle une surdensité créée par son passage. Cette surdensité attire gravitationnellement vers elle la galaxie satellite. Une force émerge alors parallèle au vecteur vitesse mais de direction opposée, une force de frottement. En comparaison avec l'hydrodynamique et les frottements visqueux, cette force a été baptisée « friction dynamique ». Elle se rencontre principalement dans les amas de galaxies ou dans le cas qui nous intéresse, autour d'une galaxie dans son halo de matière noire.

Plusieurs aspects jouent un rôle dans cette friction : la masse ponctuelle, plus elle est grande plus elle attirera de matière à elle ; la vitesse de la masse ponctuelle, plus elle est faible et plus il y aura condensation de matière autour d'elle ; le profil de densité du halo de matière noire de la galaxie hôte, plus la densité sera élevée plus la matière pourra être condensée ; la température du halo de matière noire à l'endroit de la masse ponctuelle, une température basse, c-à-d une vitesse quadratique moyenne basse, rendra la condensation de matière plus probable. Ainsi, les paramètres importants du halo de matière noire pour la formule de la force de friction dynamique sont la densité et la température des particules. La plupart des formules traitant de la friction dynamique supposent le profil de densité de matière noire le plus utilisé, le profil NFW, qui définit en même temps la densité et la température des particules du halo. En définitif, la forme la plus utilisée pour la friction dynamique est :

$$\mathbf{F}_{DF} = -\frac{4\pi G^2 M_{sat}^2 \ln(\Lambda) \rho(r)}{v^2} \left[\operatorname{erf}(X) - \frac{2X}{\sqrt{\pi}} \exp(-X^2) \right] \frac{\mathbf{v}}{v}$$

où $\rho(r)$ est la densité du halo à la position du satellite de masse M_{sat} , v la vitesse orbitale du satellite et $X = v/\sqrt{2}\sigma$, avec σ la vitesse de dispersion du halo de matière noire. Cette définition suppose que les particules de la galaxie hôte aient une distribution maxwellienne et isotrope. Cela est confirmé pour les halos de matière noire par Cole et Lacey (1996); Kang *et al.* (2002); Hayashi *et al.* (2003). La constante Λ , appelée le logarithme de Coulomb, se définit comme suit : $\Lambda = b_{max}/b_{min}$ (Binney et Tremaine, 1987) où b_{max} et b_{min} sont respectivement les paramètres d'impact maximum et minimum des particules formant la galaxie hôte. b_{max} est souvent défini par convention comme la taille caractéristique du système. Pour une masse de distribution sphérique, la taille caractéristique peut être soit le rayon de moitié de luminosité (Quinn et Goodman, 1986), soit la distance pour laquelle la densité est divisée par deux (Binney et Tremaine, 1987) soit encore la distance entre la position du satellite et le centre de la galaxie hôte. Pour une masse ponctuelle, $b_{min} = G(M_{sat} + m)/V^2$ où m est la masse des particules de l'objet étendu et V la vitesse typique de rencontre, telle que la dispersion de vitesse des particules

de la galaxie hôte (Chandrasekhar, 1943a). Pour des satellites étendus, une définition simple de Λ donnant de bons résultats est $\ln \Lambda = \ln(1 + R_m)$ où $R_m = M_{hôte}/M_{sat}$ (Taffoni *et al.*, 2003). Les simulations numériques ont permis des comparaisons les résultats des simulations avec les relations analytiques, contraignant ainsi la valeur de Λ (Taylor et Babul, 2001) pour reproduire les simulations.

Avec la force de frottement dynamique, chaque satellite vu comme un point a tendance à se rapprocher inéluctablement de sa galaxie hôte, mais en combien de temps arrivera-t-il au centre? Pour des galaxies naines, de masses $10^7 M_\odot$ à 200 kpc, d'une galaxie hôte telle que la Voie Lactée en orbite circulaire, ce temps de chute est bien supérieur au temps de Hubble. La force de frottement est négligeable dans ce cas comparée à la force de gravité. Le LMC, de par sa masse et sa proximité à la Voie Lactée, est plus propice à ressentir la force de frottement dynamique. Plusieurs paramètres font que l'importance de cette force dans la trajectoire du LMC reste toujours une énigme : (1) avec les nouvelles mesures de vitesse tangentielle du LMC l'intensité de la force de friction dynamique diminue fortement ; (2) la masse du LMC est supposée être dominée par la matière noire mais sans cette dernière la masse et a fortiori la force de frottement dynamique chuteraient de 90%, rendant inefficace la force de frottement dynamique. Cette situation est présente dans notre scénario de formation des galaxies naines du GL comme étant des résidus de TDG. Sagittarius est, quant à lui, un exemple de galaxie qui est en train de tomber vers le centre de la Voie Lactée. Etant massif ($> 10^8 M_\odot$) et proche du centre de la Voie Lactée (< 20 kpc), la force de friction dynamique joue un rôle moteur dans sa trajectoire. Cependant d'autres effets physiques, expliqués par la suite, influent aussi sur son devenir et sont à l'origine de structures tels que le courant du Sagittaire.

7.6.2 Les effets de marée

L'hypothèse qu'une galaxie satellite soit une masse ponctuelle peut se justifier si la galaxie a une grande énergie interne de liaison. Cela se rencontre surtout pour les amas globulaires qui sont très denses, pour les cE ou pour les UCD (Ultra Compact Dwarf). Cependant les dIrr sont plus étendues et donc plus sujettes aux forces de marée de la galaxie hôte. Ces dernières ont une influence directe sur l'évolution de leur masse. En effet, la masse se trouvant dans les régions externes d'une galaxie naine est arrachée par les effets de marée jusqu'à ce que la galaxie soit assez compacte pour que les forces de cohésions internes dominant. Lorsque la galaxie naine satellite a retrouvé un équilibre interne, son nouveau rayon est appelé rayon de marée. Ce rayon dépend bien évidemment de la trajectoire que la galaxie naine effectue autour de la galaxie hôte, mais aussi de sa densité ainsi que de sa cinématique interne. Pour caricaturer, une galaxie dense sans rotation interne et éloignée de sa galaxie hôte ne subira pas de force de marée, alors qu'une dIrr avec un disque de gaz étendu et une vitesse de rotation élevée passant à proximité du centre de sa galaxie hôte sera dépouillée de son gaz et d'une partie importante de ses étoiles. Dans le cas d'un satellite en orbite circulaire dans un potentiel à symétrie sphérique, le rayon de marée se définit comme la distance par rapport au centre de la galaxie satellite où une particule test est autant attirée par la galaxie hôte que par la galaxie satellite supposée elle aussi sphérique (von Hoerner, 1957; King, 1962; Binney et Tremaine, 1987) :

$$R_t = \left(\frac{GM_{sat}}{\omega^2 - d^2\Phi/dr^2} \right)^{1/3}$$

où M_{sat} est la masse du satellite, ω sa vitesse angulaire et Φ le potentiel de la galaxie hôte. Cependant, cette simplicité s'efface lorsque sont étudiés des cas plus réalistes de satellites non sphériques ayant des trajectoires non circulaires. Il faut alors calculer pour chaque temps le rayon de marée.

Le dernier effet purement dynamique, influant sur la morphologie et la cinématique des galaxies naines, est le tidal stirring (échauffement de marée). En plus de l'éjection des parties externes d'une galaxie naine satellite par effet de marée, les parties internes restées liées sont perturbées. Lorsqu'un satellite passe dans le plan d'un disque, cela correspond à une zone de fort changement de densité, entraînant un choc qui débouche sur un échauffement de la dynamique interne du satellite (Taylor et Babul, 2001; Taffoni *et al.*, 2003; Gan *et al.*, 2010). D'une manière plus générale, une dIrr passant à proximité de sa galaxie hôte subit un fort effet de marée et son disque est déformé avant de connaître un nouvel état stable. Ce nouvel état est plus proche d'une sphère que d'un disque. La cinématique interne a été échauffée d'où le concept de tidal stirring (Mayer *et al.*, 2001a,b). Son résultat peut être la transformation des dIrr en dSph. Ce dernier effet ne se mesure pas analytiquement, il s'observe via des simulations.

7.6.3 Le ram pressure stripping

Les trois précédents effets traitaient essentiellement des effets gravitationnels. Dans cette section, les forces de pression dues au gaz apportent un nouveau processus influant sur la galaxie satellite. Lorsque le disque gazeux d'une galaxie naine rencontre le halo gazeux d'une galaxie spirale massive, cela provoque un vent sur le gaz de la galaxie satellite qui éjecte une partie du gaz : le Ram Pressure Stripping (RPS). Il a été formulé au départ par Gunn et Gott (1972), puis servit pour expliquer l'évolution morphologique de la perte de gaz dans les amas (Farouki et Shapiro, 1980; Abadi *et al.*, 1999; Vollmer *et al.*, 2001). Plus récemment, ce principe a été utilisé pour expliquer la perte du gaz des galaxies naines proches de leur galaxie hôte (Mayer *et al.*, 2006). Son effet ne se réduit pas à une formule analytique qui donnerait le rayon du disque gazeux en fonction de la distance à la galaxie hôte; il faut utiliser des simulations numériques pour l'estimer.

7.6.4 La relation morphologie-densité, le cas particuliers de la Voie Lactée et des MC

Il existe une relation morphologie-densité dans les amas : les zones internes très denses sont majoritairement peuplées de galaxies de types elliptiques alors que dans les zones externes logent des galaxies de types plutôt spirales. Cette relation se retrouve à plus petites échelles pour les galaxies naines du GL. Comme la densité du halo de matière noire d'une galaxie hôte est fonction de la distance à cette galaxie hôte, la relation morphologie-densité est alors équivalente à une relation morphologie-distance. Dans le GL, cette relation se vérifie bien, les dIrr sont majoritairement à une distance supérieure à ~ 350 kpc tandis que les dSph et dE sont majoritairement à une distance inférieure à ~ 350 kpc (voir table 7.1).

Cette relation peut s'expliquer en tenant compte des effets mentionnés auparavant. Mayer *et al.* (2001a,b, 2006) se servent de cela pour reproduire les propriétés des galaxies dSph de la Voie Lactée en partant de dIrr après plusieurs orbites autour de leur galaxie hôte (voir figure

7.6).

Bien que la relation morphologie-distance se vérifie pour un grand nombre de cas, quatre contre-exemples se rencontrent dans le GL. Les deux cas les plus connus dérogeant à la règle sont le LMC et le SMC. Ces dIrr se situent à 50 et 60 kpc de leur galaxie hôte, la Voie Lactée. Ce sont, après la galaxie naine du Sagittaire, les galaxies classiques les plus proches de la Voie Lactée. Pourtant, les deux galaxies sont des dIrr avec une formation stellaire active et une fraction de gaz non négligeable ($> 15\%$). Comment expliquer dans le modèle standard qui conçoit les MC liés à la Voie Lactée depuis un temps de Hubble et ayant effectué plusieurs orbites autour de la Voie Lactée que ces galaxies aient gardées les propriétés de dIrr. Si la grande masse du LMC peut être un argument, cela ne s'applique pas au SMC. [Robotham et al. \(2012\)](#) montrent que la probabilité de trouver deux dIrr massives ($> 10^8$) proches (< 60 kpc) de leur galaxie hôte, L^* , est très faible ($< 0.4\%$). De plus, les rares exemples trouvés font partie d'un groupe constitué de deux galaxies L^* , tel que le GL. Cela confère un statut exceptionnel supplémentaire à la Voie Lactée.

Les galaxies Tucana et Cetus sont à l'opposé deux dSph éloignées de leur galaxie hôte. Tucana est à 822 kpc de la Voie Lactée et Cetus à 681 kpc de M31 ([McConnachie, 2012](#)). Du fait de leur distance et de leur faible luminosité, l'on peut se demander si elle sont les seules cas. Sinon, il faudrait alors repenser la formation des dSph ou leur évolution.

7.7 Les galaxies naines dans le modèle standard Λ CDM

Après avoir simulé l'univers à grande échelle, les simulations cosmologiques depuis une dizaine d'années se sont attaquées aux petites échelles, c-à-d à l'environnement des galaxies. L'objectif de toutes ces simulations, telles que le projet Aquarius, Via Lactea ou CLUES pour ne citer que les plus connus, est de reproduire les propriétés de la Voie Lactée ou du GL. La richesse des données acquises sur le GL crée des contraintes fortes pour ces simulations. Si, à grande échelle, le modèle cosmologique standard, symbolisé par la simulation Millennium, reproduit fidèlement les observations de l'univers proche, symbolisées par le SDSS, à petite échelle les problèmes s'accumulent et ne sont pas définitivement résolus. La cause de ce décalage entre les modèles numériques et les observations pourrait tenir au fait que la physique des baryons souvent négligée dans les simulations cosmologiques ne peut plus l'être aux petites échelles.

7.7.1 Les simulations cosmologiques à petite échelle

Les simulations cosmologiques sur de petites échelles sont étudiées depuis plus de 10 ans ([Klypin et al., 1999](#); [Moore et al., 1999](#)). Durant les cinq dernières années, des projets se sont développés pour reproduire plus spécifiquement l'environnement de la Voie Lactée.

Une des ces simulations cosmologiques se nomme Via Lactea ([Diemand et al., 2007a,b](#)). Elle utilise le code PKDGRAV, un algorithme d'arbre ([Stadel, 2001](#); [Wadsley et al., 2004](#)), pour le calcul de l'évolution de la matière noire. Ses conditions initiales sont générées par la librairie GRAFICS ([Bertschinger, 2001](#)). La région centrale est échantillonnée à haute résolution avec 234 millions de particules de masse $2 \times 10^4 M_{\odot}$ et une résolution spatiale de 90 pc (voir figure 7.7). Cette région est incluse dans une autre plus grande de 90 Mpc de rayon, simulée à plus basse résolution. Les paramètres cosmologiques utilisés proviennent de la mission WMAP DR3

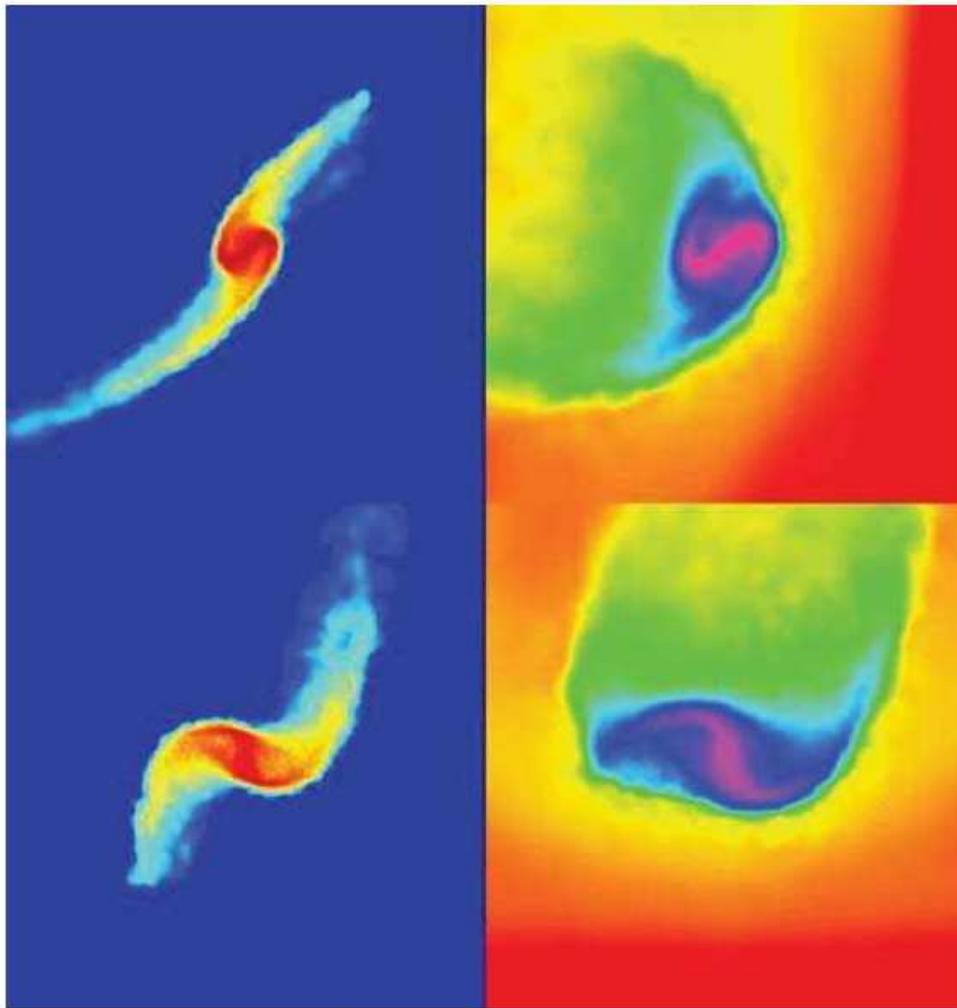


FIGURE 7.6 – Images couleurs en échelle logarithmique d’un satellite subissant l’effet de sa galaxie hôte. Images suivant le long du plan orbital (haut) et perpendiculairement (bas) avec la partie stellaire (à gauche) et le gaz (à droite) (Mayer et al., 2006). La taille physique de l’image est de 100 kpc pour les étoiles et 30 kpc pour le gaz afin de bien distinguer le RPS. Les couleurs vont du bleu, correspondant aux faibles densités, au rouge, correspondant aux fortes densités, pour le gaz et les étoiles. Pour les étoiles, deux queues de marée sont visibles et montrent une perte de masse doublée d’une perturbation du disque. Pour le gaz, le front de gaz de la galaxie hôte est identifié par la partie rouge. Cela crée une surpression, un vent, qui expulse le gaz de la galaxie naine, la partie verte.

(Spergel et al., 2007) : $\Omega_M = 0.238$, $\Omega_\Lambda = 0.762$, $H_0 = 73 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, $n = 0.951$ et $\sigma_8 = 0.74$. La simulation est centrée sur un halo de matière noire de masse $M_{halo} = 1.77 \times 10^{12} M_\odot$ à $z = 0$ avec un rayon $r_{vir} = 389 \text{ kpc}$. L’intérêt de cette simulation est sa très haute résolution qui permet d’étudier des structures aux échelles des dSph.

Le deuxième projet de reconstitution du GL se nomme « Constrained Local UniversE Simulations » (CLUES¹ Kravtsov et al., 2002). Le terme “constrained” souligne un caractère spécifique des conditions initiales de cette série de simulations. Au lieu d’avoir des conditions initiales homo-

1. <http://www.clues-project.org/index.html>



FIGURE 7.7 – Image de la simulation *Via Lactea* à $z = 0$ centrée sur un halo ressemblant à celui de la Voie Lactée (Diemand et al., 2007a). L'image couvre une surface de 800×600 kpc et la projection a une profondeur de 600 kpc. L'échelle de couleur est logarithmique couvrant 20 ordres de grandeur pour 110 millions de particules.

gènes et isotropes, les grandes et moyennes échelles sont contraintes afin de reproduire les grandes structures de l'univers proche (Hoffman et Ribak, 1991). Plusieurs simulations ont été lancées au sein de ce projet, avec ou sans gaz et de tailles différentes. Dernièrement, Forero-Romero et al. (2011) ont utilisé le logiciel GADGET2 (Springel, 2005) simulant une boîte d'univers de taille $64 h^{-1} \text{Mpc}$ avec un nombre de particules de $256^3 \sim 16.7$ millions. Un groupe ressemblant au GL est recherché dans cette simulation puis resimulé à haute résolution, $1024^3 \sim 1$ milliard de particules de masse $1.89 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$. Les paramètres cosmologiques sont similaires à *Via Lactea*, $\Omega_M = 0.28$, $\Omega_{\Lambda} = 0.72$, $H_0 = 73 \text{ km.s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, $n = 0.96$ et $\sigma_8 = 0.817$ (Komatsu et al., 2009).

La dernière série de simulations à petite échelle présentée constitue le projet *Aquarius* (Springel et al., 2008). Cette suite de simulations cosmologiques s'intéresse à la formation des halos de matière noire de la masse de la Voie Lactée dans la simulation cosmologique Millennium II (Boylan-Kolchin et al. (2009). Six halos (notés de A à F) sont resimulés à différents niveaux de résolution (notés de 5, basse résolution, à 1, haute résolution) (voir table 7.4). La taille des cubes d'univers font 137 Mpc pour chaque simulation.

7.7.2 Le nombre de galaxies naines autour de galaxies hôtes

La première propriété de ces simulations cosmologiques à comparer avec les observations du GL est la fonction de luminosité. Une première difficulté survient lors de cette comparaison. Les simulations cosmologiques suivent pour la plupart uniquement l'évolution de la matière noire. Or,

TABLE 7.4 – Caractéristiques des simulations du projet Aquarius. De gauche à droite, le nom de la simulation, la masse d’une particule en M_{\odot} , le nombre de particules pour le halo simulé à haute résolution, le nombre de particules pour le reste de la simulation à basse résolution, la masse viriel du halo étudié en M_{\odot} , le rayon de viriel correspondant en parsec.

Name	m_p	ϵ	N_{hr}	N_{lr}	M_{200}	r_{200}
Aq-A-1	1.712×10^3	20.5	4 252 607 000	144 979 154	1.839×10^{12}	245.76
Aq-A-2	1.370×10^4	65.8	531 570 000	75 296 170	1.842×10^{12}	245.88
Aq-A-3	4.911×10^4	120.5	148 285 000	20 035 279	1.836×10^{12}	245.64
Aq-A-4	3.929×10^5	342.5	18 535 972	634 793	1.838×10^{12}	245.70
Aq-A-5	3.143×10^6	684.9	2316 893	634 793	1.853×10^{12}	246.37
Aq-B-2	6.447×10^3	65.8	658 815 010	80 487 598	8.194×10^{11}	187.70
Aq-B-4	2.242×10^5	342.5	18 949 101	648 874	8.345×10^{11}	188.85
Aq-C-2	1.399×10^4	65.8	612 602 795	78 634 854	1.774×10^{12}	242.82
Aq-C-4	3.213×10^5	342.5	26 679 146	613 141	1.793×10^{12}	243.68
Aq-D-2	1.397×10^4	65.8	391 881 102	79 615 274	1.774×10^{12}	242.85
Aq-D-4	2.677×10^5	342.4	20 455 156	625 272	1.791×10^{12}	243.60
Aq-E-2	9.593×10^3	65.8	465 905 916	74 119 996	1.185×10^{12}	212.28
Aq-E-4	2.604×10^5	342.5	17 159 996	633 106	1.208×10^{12}	213.63
Aq-F-2	6.776×10^3	65.8	414 336 000	712 839	1.135×10^{12}	209.21
Aq-F-3	2.287×10^4	120.5	122 766 400	712 839	1.101×10^{12}	207.15

les observations ne regardent que la matière baryonique. Quel est le lien entre les halos de matière noire dans les simulations cosmologiques et les galaxies naines baryoniques des observations ? S’il est supposé que le rapport entre la masse baryonique et la masse de matière noire est constante, alors la fonction de luminosité des simulations doit se retrouver dans le GL à un rapport près. [Klypin et al. \(1999\)](#); [Moore et al. \(1999\)](#) ont montré les premiers un problème sur la comparaison des fonctions de luminosité : le problème des satellites manquants. En effet, par le biais de simulations, de plus basse résolution que celles décrites dans la section précédente, recréant une cube d’univers d’une taille de 7.5 Mpc avec un nombre de particules de plus de deux millions, [Klypin et al. \(1999\)](#) ont montré qu’il y avait un surnombre de galaxies naines satellites pour une galaxie ressemblant à la Voie Lactée. Pour ce faire, ils ont compté le nombre de galaxies ayant une vitesse circulaire interne plus grande qu’une valeur limite : $n(> V_{circ})$. Sachant que V_{circ} est un moyen d’estimer la masse d’une galaxie, ce travail revient à comparer la distribution de masse des galaxies naines pour les observations et les simulations. Le résultat est qu’il y a plus de satellites au dessus d’une masse limite dans les simulations que dans les observations. Ce problème est décrit sous le nom de “problème de satellites manquants”. Il est à noter que ce nom induit implicitement la solution du problème, il manque des satellites observés. Ce problème montre une plus grande confiance de la communauté scientifique dans les simulations numériques que dans les observations.

La première idée pour résoudre ce problème a été de trouver un mécanisme qui rende la plupart des galaxies naines satellites inobservables, sans baryons, alors que leur halo existerait. En d’autres termes, il faut un mécanisme qui dans l’histoire du satellite arrête sa formation stellaire et éjecte son gaz. Les supernovae sont un mécanisme envisagé ([Larson, 1974](#); [Dekel et Silk, 1986](#)). En dégageant beaucoup d’énergie elle peuvent expulser le gaz hors de la sphère d’influence du

halo de matière noire. L'autre mécanisme découvert plus récemment et qui a pris une grande importance pour ce sujet est la réionisation à $z = 6 - 10$. Une exposition prolongée des satellites aux rayons UV générés à cette période peut empêcher le gaz de s'accréter (Efstathiou, 1992; Thoul et Weinberg, 1996; Gnedin, 2000; Okamoto *et al.*, 2008). Ces deux effets, les supernovae et l'émission UV, auraient fait chuter la formation stellaire, de préférence dans les halos les moins massifs, expliquant la faible abondance de galaxies naines (Bullock *et al.*, 2000; Benson *et al.*, 2002; Somerville, 2002; Kravtsov *et al.*, 2004; Bovill et Ricotti, 2009; Busha *et al.*, 2010).

En conséquence, ce modèle prédit des halos de matière noire avec très peu de matière baryonique donc avec des rapports M/L grands. La découverte des UFD a été un signe encourageant pour cette théorie. Elles sont de très faible luminosité mais leur cinématique montre de grandes vitesses de dispersion donc de grandes quantités de matière. Ainsi, des rapports M/L peuvent dépasser les 1000 comme pour Segue I (Simon et Geha, 2007). De plus, Koposov *et al.* (2008) tentent statistiquement de déterminer la fonction de luminosité pour la Voie Lactée jusqu'à une magnitude $M_V = -2$ connaissant les limites des données SDSS. Ils en déduisent qu'il devrait y avoir 85 satellites, plus lumineux que cette limite, à découvrir encore dans l'environnement de la Voie Lactée. Tollerud *et al.* (2008), se servant de la simulation Via Lactea, déduisent que le nombre de galaxies satellites naines autour de la Voie Lactée plus lumineuse que celle de Segue I serait compris entre 300 et 600 dans une sphère de 400 kpc. Les missions futures telles que le Dark Energy Survey (DES), PanSTARRS, ou encore le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) nous fourniront une vision non biaisée et complète de la fonction de luminosité pour de plus faibles luminosités que le SDSS.

Cependant bien que le problème du nombre de satellites manquants semble trouver une solution pour les galaxies naines peu massives, il se retrouve pour les objets plus lumineux, les galaxies de fortes masses. En effet, Boylan-Kolchin *et al.* (2012) montrent qu'il y a trop de halos de matière noire de plus forte masse, dépassant une vitesse $V_{max} > 25 \text{ km.s}^{-1}$. Les simulations Aquarius en prédisent au moins une dizaine alors qu'il n'en existe aucune parmi les dSph qui ont V_{max} comprise entre 12 et 25 km.s^{-1} . Dans le cas des satellites à fortes masses, l'argument de l'incomplétude ne tient pas. Si ces galaxies existaient, elles devraient être observées. De plus, il est difficile à croire que les halos de matière noire les plus massifs aient perdu tous leurs baryons alors que d'autres halos moins massifs en aient conservés, d'où l'appellation "too big to fail". Une solution possible seraient que comme la Voie Lactée a un moment angulaire exceptionnellement faible, le nombre de satellites associé serait lui aussi faible (voir Purcell et Zentner, 2012).

7.7.3 Distribution spatiale des galaxies satellites

La seconde propriété qui a divisé observations et simulations porte sur la répartition spatiale et cinématique des satellites. Dans la section 7.5, la structure de VPOS est décrite, résumant la distribution spatiale des compagnons de la Voie Lactée à un plan épais. Comment les simulations rendent-elles compte de cette structure ?

Kroupa *et al.* (2005) entament le débat en soutenant que les galaxies satellites dans l'environnement d'une galaxie hôte au sein d'une simulation suivent une distribution isotrope, au mieux suive la forme prolate ou oblate du halo de matière noire. Cela est vrai lorsque tous les halos de matière noire satellite sont pris en compte. Kuhlen *et al.* (2007) confirment ce propos avec la simulation Via Lactea qui montre un profil prolate de la distribution des satellites.

Cependant, en ne prenant que les 11 galaxies les plus massives et en utilisant les dernières simulations, la distribution n'est plus isotrope (Zentner *et al.*, 2005; Deason *et al.*, 2011; Wang *et al.*, 2012a). Deason *et al.* (2011), utilisant les simulations GIMIC, et Wang *et al.* (2012a), se servant des simulations Aquarius, tentent de retrouver les propriétés du VPOS dans leur simulation. Ils trouvent que les 11 satellites les plus brillants montrent bien une anisotropie mais qui n'est pas suffisante pour expliquer celle du DoS, même en tenant compte de la zone d'obscurité (Wang *et al.*, 2012a). Seul 5% montrerait un aplatissement comparable à celui du DoS. De plus avec la contrainte supplémentaire sur les moments angulaires, les observations ne se retrouvent pas dans les simulations.

Pour comprendre cette anisotropie, plusieurs études (Li et Helmi, 2008; Libeskind *et al.*, 2011) ont montré que dans les simulations cosmologiques les sous-halos peuvent être accrétés via des filaments cosmiques induisant et expliquant ainsi l'anisotropie dans la distribution spatiale des satellites des simulations. Cependant, un filament cosmique est trop épais pour expliquer la finesse du VPOS (Wang *et al.*, 2012a). De plus, une galaxie peut accrêter des galaxies via plusieurs filaments, ce qui compromet une distribution spatiale plane.

S'il est vrai que les satellites moins lumineux de la Voie Lactée, les UFD, font aussi partie du VPOS alors les études sur les simulations ne devront plus prendre en compte que les 11 galaxies les plus brillantes. Cela risque d'aggraver encore la différence entre les observations et les simulations.

7.8 Un nouveau scénario pour la formation des galaxies naines de la Voie Lactée

7.8.1 Résumé de l'article

Les sections précédentes, en détaillant les propriétés du Groupe Local et en les comparant aux simulations cosmologiques, ont montré qu'il y avait des incompatibilités entre observations et simulations, problèmes de satellites manquants et structure anisotrope, le VPOS. De plus, la supposition que les galaxies naines classiques seraient en orbite autour de la Voie Lactée depuis un temps de Hubble est remis en cause par la mesure des vitesses 3D des galaxies naines comme pour celle du LMC ou de Leo II. Partant de cette constatation des études tentent d'expliquer l'environnement de la Voie Lactée autrement que par le modèle standard. Lynden-Bell (1976) a le premier suggéré que les MC, Draco, Sculptor et Ursa Mineur forment un courant. D'Onghia et Lake (2008) ont proposé que les galaxies naines de la Voie Lactée résulteraient de l'accrétion d'un groupe de galaxies naines. D'après Metz *et al.* (2009b), ce scénario requiert un groupe de galaxies naines compact qui n'existe pas dans l'univers. Un autre point de vue a été développé par Pawlowski *et al.* (2011). Ils expliquent les propriétés des galaxies naines par des résidus de TDG formées durant une fusion majeure dans l'histoire de la Voie Lactée. Les queues de marée étant par nature anisotropes, cela explique naturellement le VPOS. Cependant, ils n'expliquent pas quelle fusion aurait généré les galaxies naines classiques. De plus, il est difficile d'envisager que le LMC orbite autour de la Voie Lactée avec les nouvelles mesures de son mouvement propre.

Dans cette thèse, je suppose donc que le LMC passe bien pour la première fois à proximité de la Voie Lactée. Si tel est le cas, d'où vient-il? Yang et Hammer (2010) proposent d'étudier l'idée que le LMC proviendrait de M31. En traçant dans le passé la trajectoire du LMC, ils ont

découvert que celui-ci a la possibilité de rejoindre M31 il y a plus de 6 milliards d'années. Bien que cet exercice se base sur un choix libre de la vitesse tangentielle de M31, qui est inconnue, et tient en compte les grandes incertitudes sur la vitesse 3D du LMC, la rencontre du LMC avec M31 n'était pas assuré d'avance. En effet, les positions possibles dans le passé du LMC ne couvre que $\sim 1/5-1/4$ du ciel. La rencontre aurait pu échouer. Ce résultat gagnera en crédibilité lorsque des mesures plus fiables de la vitesse 3D du LMC et de M31 seront faites.

Le LMC pourrait donc être une TDG provenant de M31 après l'éjection d'une queue de marée. D'après [Hammer et al. \(2010\)](#), M31 serait le résultat d'une fusion majeure riche en gaz (rapport de masse $3 \pm 0.5 : 1$, rayon de pericentre 25 ± 5) connaissant un premier passage il y a 8-9 milliards d'années et un second il y a 5-6 milliards d'années. Ces deux passages provoquent la formation de plusieurs queues de marée. Au temps présent, la queue de marée générée lors du premier passage est assez longue (> 1.5 Mpc) pour atteindre la Voie Lactée (à 785 kpc de M31). Cependant, elle aurait pu être éjectée dans n'importe quelle direction et ne jamais croiser la trajectoire de la Voie Lactée. Il se trouve que le moment angulaire d'une queue de marée dans une fusion majeure suit le moment angulaire orbital qui est $\pm 25^\circ$ celui du disque résultat de la fusion majeure. Comme le disque de M31 est vu presque de côté (77°) pour un observateur terrestre, la queue de marée doit alors être dans un plan épais aligné avec le disque de M31 qui inclut la Voie Lactée. Dans le modèle, le GS se serait formé durant la fusion par l'éjection d'une queue de marée. Cette dernière induit une contrainte supplémentaire sur les angles des conditions initiales rajoutant une nouvelle contrainte qui envoie la première queue de marée vers la Voie Lactée. En conséquence, la queue de marée est contrainte à se situer dans un angle solide représentant seulement 5 % des 4π steradian d'une sphère. A partir de ce modèle, [Fouquet et al. \(2012\)](#) montrent qu'il est possible que la queue de marée formée lors du premier passage de la fusion majeure interagisse avec la Voie Lactée. De plus, cette étude montre aussi la présence de cinq TDG au sein de cette queue de marée de masse entre 10^8 et $10^9 M_\odot$. Notons que ces simulations ne sont pas dédiées à l'étude des TDG et n'ont alors pas les meilleures paramètres numériques tels qu'une très haute résolution pour les faire émerger. En reprenant le travail de [Yang et Hammer \(2010\)](#), [Fouquet et al. \(2012\)](#) montrent qu'il est possible que le LMC provienne de l'éjection de matière dû au premier passage de la fusion.

Le travail présenté ci-après ([Fouquet et al., 2012](#)) va plus loin que le simple cas du LMC. Il suggère un nouveau scénario de formation des 11 galaxies naines classique. Ces galaxies seraient d'anciennes TDG qui proviendraient de la même queue de marée qui aurait créé le LMC. [Fouquet et al. \(2012\)](#) étudient la possibilité que le VPOS soit le résultat d'une interaction entre une queue de marée éjectée par une fusion majeure de M31 et la Voie Lactée.

Le travail de [Fouquet et al. \(2012\)](#) porte sur l'étude de l'interaction entre cette queue de marée et la Voie Lactée afin de vérifier si l'interaction peut reproduire le VPOS. Nous avons alors développé un code pour simuler rapidement l'interaction entre la queue de marée et la Voie Lactée, représentée par un profil analytique. Cette modélisation nécessite de remonter le GL dans le passé, d'inclure la queue de marée et de laisser le système évoluer jusqu'au temps présent. Le LMC étant considéré comme une TDG sa trajectoire passée doit correspondre à celle de la queue de marée. Nous avons donc essayer de faire correspondre la trajectoire du LMC avec celle de la queue de marée. Cela dépend de la position et de la vitesse actuelle du LMC, de la Voie Lactée et de M31, et aussi de leur masse totale ([Yang et Hammer, 2010](#)). Les observations laissent une marge de liberté dans la détermination de la masse des galaxies majeures

du GL et une liberté totale dans celle de la vitesse tangentielle de M31. Nous avons adopté un rapport $M_{\text{baryonic}}/M_{DM} = 20\%$, au lieu d'un rapport deux fois plus faible pris par [Yang et Hammer \(2010\)](#). Nous déduisons la vitesse tangentielle de M31 pour laquelle la trajectoire du LMC correspond à celle de la queue de marée de M31.

Après cette étape de la détermination des mouvement orbitaux, nous avons lancé des simulations N-corps de la queue de marée éjectée par M31 vers la Voie Lactée pour étudier la rencontre entre eux. La queue de marée fournie par les simulations de [Hammer et al. \(2010\)](#) a une structure continue qui n'est pas réaliste, elle devrait être fragmenté ou tellement diffuse qu'elle soit inobservable. Nous avons fragmenté la queue de marée afin de la rendre plus réaliste. Passé ce dernier ajustement, la rencontre entre la queue de marée et la Voie Lactée conduit à la reproduction des distributions spatiales et cinématiques, dans les barres d'erreurs, des galaxie naines de la Voie Lactée appartenant au VPOS.

Does the dwarf galaxy system of the Milky Way originate from Andromeda?

Sylvain Fouquet¹, François Hammer^{2*}, Yanbin Yang^{2,3}, Mathieu Puech², Hector Flores²

¹Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, GEPI, UMR 8111, F-75205 Paris, France

²Laboratoire GEPI, Observatoire de Paris, CNRS-UMR8111, Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité,

5 place Jules Janssen, 92195 Meudon France

³National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, 20A Datun Road, Chaoyang District, Beijing 100012, China

ABSTRACT

The Local Group is often seen to be a quiescent environment without significant merger events. However an ancient major merger may have occurred in the most massive galaxy as suggested by the M31 classical bulge and its halo haunted by numerous stellar streams. Numerical simulations have shown that tidal tails formed during gas-rich major mergers are long-lived and could be responsible for old stellar streams and likely induce the formation of tidal dwarf galaxies (TDGs). Using several hydrodynamical simulations we have investigated the most prominent tidal tail formed during the first passage, which is gas-rich and contains old and metal poor stars. We discovered several striking coincidences after comparing its location and motion to those of the Milky Way (MW) and of the Magellanic Clouds (MCs). First, the tidal tail is sweeping a relatively small volume in which the MW precisely lies. Because the geometry of the merger is somehow fixed by the anisotropic properties of the Giant Stream (GS), we evaluate the chance of the MW to be at such a *rendez-vous* with this gigantic tidal tail to be 5%. Second, the velocity of the tidal tail matches the LMC proper motion, and reproduce quite well the geometrical and angular momentum properties of the MW dwarfs, i.e. the so-called disk of satellites, better called Plane of Satellites (PoS). Third, the simulation of the tidal tail reveals one of the formed TDG with mass and location almost comparable to those of the LMC. Our present modeling is however too limited to study the detailed interaction of gas-rich TDGs with the potential of the MW, and a complementary study is required to test whether the dwarf intrinsic properties can be accounted for by our scenario. Nevertheless this study suggests a causal link between an expected event, an ancient, gas-rich major merger at the M31 location, and several enigma in the Local Group, namely the GS in the M31 outskirts, the PoS almost perpendicular to the MW disk, and the presence of the MCs, two Irr galaxies near the MW.

Key words: galaxy: tidal tail - Local Group - galaxy: dwarf

1 INTRODUCTION

Despite their proximity, the properties of MW dwarf galaxies are far from being unanimously interpreted. They are often considered as remnants of primordial galaxies that would have escaped to the numerous merger events expected in the hierarchical scenario. Within the Λ CDM paradigm they are believed to be dark matter dominated sub haloes that are gravitationally trapped in the MW halo and have not yet merged completely with their host (White & Rees 1978). As the Λ CDM predicted a considerable number of massive sub-haloes relatively to the small number of ob-

served dwarf galaxies surrounding the MW and other giant spirals, this leads to objects considerably dominated by their dark matter content. Such objects, including UFDs, are currently followed to search for dark matter annihilation, without any positive detection yet (see e.g., Ackermann et al. 2012; Geringer-Sameth & Koushiappas 2011).

However some dwarf galaxies may be tidally formed during the numerous merger events expected in the frame of the Λ CDM scenario (Kroupa 2012), leading to objects mainly free of dark matter. Okazaki & Taniguchi (2000) claimed that most dwarf galaxies could be of tidal origin, although this is disputed by Bournaud (2010) and by Wen et al. (2012). A full description of the number density of TDGs is still lacking, as it has to account for gas-rich merg-

* E-mail: francois.hammer@obspm.fr

ers that likely occurred in the past, as well as to consider a representative sampling of (major) merger orbital parameters and to describe the production and destruction rate with time of TDGs within evolving tidal tails.

A significant part of our knowledge of dwarf galaxy properties is based on the Local Group content, including irregular dwarf galaxies (dIrr) with the two Magellanic Clouds (MCs), spheroidal dwarf galaxies (dSph), and UltraFaintDwarf galaxies (UFD), which have been recently discovered (Willman et al. 2005; Sakamoto & Hasegawa 2006; Zucker et al. 2006; Belokurov et al. 2006, 2007; Walsh et al. 2007). Einasto et al. (1974) pointed out that dSphs lie close to the MW (mean distance 193 kpc), whereas the dIrr are more distant (572 kpc), except the MCs. In order to explain this distance-dependent morphological bias, Mayer (2011) suggested that the closest dwarf galaxies undergo physical phenomena that changed their morphology from dIrr to dSph, such as stripping, stirring or tidal force.

Kallivayalil et al. (2009) have re-estimated the proper motion of the Large Magellanic Cloud (LMC) to a significantly larger value than previous estimates, i.e. a velocity of 378 km/s relatively to the MW. Thus either MCs are passing for the first time close to the MW (Besla et al. 2007) or one needs to assume a quite large dark matter content for the MW with $M_{300kpc} = 2.7 \pm 0.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ (Watkins et al. 2010), i.e. a value 50 times larger than its baryonic content and even larger to that of M31. A recent measurement of the LeoII proper motion (Lépine et al. 2011) provides a similar constraint, letting open the question of whether some of the MW dwarf galaxies may be unbound, and as such, would not be MW satellites.

In addition, most of the MW dwarf galaxies seems to belong to a plan-like structure, the Plane of Satellite (PoS) which is found to be roughly perpendicular to the MW disk (Kunkel & Demers 1976; Lynden-Bell 1976). Kroupa et al. (2005) updated this idea by using the 11 classical dwarf galaxies and compared the satellite spatial distribution with the isotropic spatial distribution expected from Λ CDM simulations. They concluded that the dwarf galaxy distribution cannot derive from the expected Λ CDM distribution, and Metz et al. (2007a) deduced that their spatial distribution is neither spherical nor mildly prolate with a confidence of more than 99%. Moreover, the PoS could be a somewhat permanent structure as the angular momenta of five dSphs plus the MCs indicate a coherent motion within the PoS (Metz et al. 2008).

Metz et al. (2009b) summarized the different possible concepts to explain the concordance between the spatial and angular momentum distribution of the PoS galaxies. They investigated the scenario of a dwarf galaxy group surrounding the MCs (D’Onghia & Lake 2008), possibly coming from a filament (Zentner et al. 2005; Libeskind et al. 2005), which would be entering the MW halo in ordered motions. None of these explanations seem fully satisfactory, because it requires a quite unexpected compact group as a progenitor, and because the super galactic plane is almost perpendicular to the PoS (Metz et al. 2009b).

A fully different alternative would be that MW dwarf galaxies originate from an ancient tidal tail (see a detailed discussion on the possible tidal origin in Kroupa 1997; Metz et al. 2009b), which would explain their ordered motion. In fact such an alternative was suggested quite early (Lynden-

Bell 1976) and Pawlowski et al. (2011) have recently investigated the possibility of a major merger or a fly-by interaction (mass ratio 1:1 or 4:1) that would have occurred in the early history of the MW, producing tidal tails and then TDGs. Assuming an orbital angular momentum aligned to the PoS, the tidal tail associated to this early interaction in the MW history would have formed TDGs that could further populate the PoS. While this is an interesting suggestion, perhaps the MW is not the best candidate for being a merger remnant, which are generally associated with classical bulge galaxies (Kormendy & Kennicutt 2004). Moreover, as mentioned by Pawlowski et al. (2011), the fly-by alternative would have let the interloper well detectable, at the fringes of the Local Group¹.

All the above ideas are very imaginative and they may resolve the origin of the PoS and why dwarf galaxies are part of it. However this is at the cost of introducing another ad-hoc assumption. Alternatively, we may consider the past history of the MW in the whole context of the Local Group, in which the baryonic content is dominated by M31. Quoting van den Bergh (2005): “Both the high metallicity of the M31 halo, and the $r^{1/4}$ luminosity profile of the Andromeda galaxy, suggest that this object might have formed from the early merger and subsequent violent relaxation, of two (or more) relatively massive metal-rich ancestral objects”. As further noticed by Yang & Hammer (2010), the disk plane of M31 is seen almost perpendicular, implying that tidal tails possibly formed after a gas-rich merger in the M31 history could be part of a hyper-plane that includes the MW. By tracing back in time the position of the LMC, Yang & Hammer (2010) have shown that the LMC could be near M31, 5 to 8 Gyr ago. Moreover, Hammer et al. (2010) have proposed that M31 could be the result of a major, gas-rich merger because it provides a simple and common interpretation of most of its exceptional properties, including the Giant Stream, the outer thick disk, as well as the giant ring. Constraints from stellar population ages in these different halo substructures imply a first close passage 8 to 9 Gyr ago and a fusion time 5.5 to 6 Gyr ago (Hammer et al. 2010).

This paper intends to verify whether or not the ordered motion of the MW dwarf galaxies could be entirely due to their origin as TDGs formed from a tidal tail caused by an ancient interaction in the history of M31. The goal is to verify whether this alternative may explain two exceptional features in the Local Group: the PoS and the MW-LMC-SMC proximity. Robotham et al. (2012) estimate the occurrence of the MW-LMC-SMC configuration for 414 MW-like galaxies in a local volume of $1.8 \times 10^5 \text{ Mpc}^3$ ($0.01 \leq z \leq 0.055$). The chance to found out a galaxy having two close companions at least as massive than the SMC within a projected separation of 70 kpc and a radial separation of 400 km.s^{-1} is only 0.4% (2 examples). Moreover, in each of these configurations there is another L^* luminosity galaxy within 1 Mpc from the MW-like galaxy. This may support the importance of M31 for the MCs formation, and then, accounting for the PoS, for all the MW dwarves.

¹ We do not consider the possibility that the interloper could be indeed the LMC, because this would require a very problematic, huge difference of cosmological growth between LMC and the MW.

In Sect. 2, we present the PoS properties and refine its statistical significance by including with additional constraints on the dwarf angular momenta. In Sect. 3, we describe both the physical and numerical models that we adopt for reproducing the PoS. In Sect. 4, we try to reproduce the PoS with a simple tidal tail toy model. Then in Sect. 5, the model is improved to closely match the work made by Hammer et al. (2010), providing more realistic initial conditions for the tidal tail. Sect. 6 summarizes the observational coincidences that support the M31 scenario, discusses the possible falsifications, and describes the required further studies for testing them.

In this paper, we use two coordinate systems. One is the Galactocentric coordinate which is centered on the MW (van der Marel et al. 2002). This system is used in Sect. 2 and Sect. 4. In Sect. 5, we use a "projection" coordinate which is centered on the current M31 position with the z -axis pointing from M31 to the Sun, the x - and y -axis parallel to the East and the North of celestial coordinate at M31 position. In this projection coordinate, MW is located at $(x, y, z) = (6.42, -2.72, 788.85)$ kpc and the Sun at $(0, 0, 785)$ kpc, assuming that the distance of M31 is 785 kpc.

2 POS PROPERTIES

2.1 Defining the PoS dwarf galaxies

The distances between the dwarf galaxies and the MW can be used as a simple criterion to verify whether dwarf galaxies are MW companions. The gravitational force of the Galaxy becomes weaker for distances larger than the virial radius, which ranges from 150 to 300 kpc. Following Metz et al. (2009a), we consider as companions only the galaxies in a sphere with a radius of 300 kpc (see Fig. 1). With this simple criterion, all the dIrr but the MCs are discarded, while most of the dSph and UFDs are taken into account. The next goal is to get a complete sample of dwarf galaxies within this sphere with a cut in absolute V-band magnitude. Two factors make this task difficult: the 11 classical dwarf galaxies were discovered by different sets of observations, and the Zone of Avoidance hides a part of the sky. Thus in principle, our sample may be affected by strong observational biases. The fact that the newly discovered satellites by the SDSS are systematically fainter than the classical dwarf galaxies is however reassuring. Even Canes Vanetaci I with a $M_V = -7.5 \pm 0.5$ (Zucker et al. 2006) is fainter than the faintest classical dwarf, suggesting that no classical dwarf could have been missed in the sky not sampled by the SDSS (80% of the sky, see Koposov et al. 2008), except maybe in the Zone of Avoidance. Accounting for the UFDs found by the SDSS that includes a significant part of the PoS could therefore bias the resulting statistics.

Thus, we will consider only the 11 classical dwarf galaxies grouped in a sample named "dSphMC": LMC, SMC, Sagittarius, Fornax, Leo I, Leo II, Sculptor, Sextans, Carina, Draco, Ursa Minor, following Kroupa et al. (2005), and Metz et al. (2007a). Their basic properties are listed in Table 1.

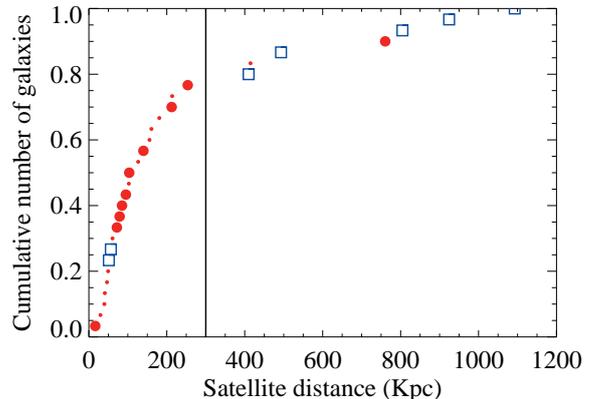


Figure 1. Distribution function of the satellite-MW distances. Large red points represent the dSphs, small red ones the UFDs, while blue squares represent the dIrrs. A line separates the MW companions considered in this study (closer than 300 kpc) from the other dwarf galaxies.

Table 1. Basic properties of the 11 classical dwarf galaxies. *From left to right:* galactic longitude l , galactic latitude b (both in degrees), heliocentric distance R (kpc), V-band absolute magnitude M_v , and references: (1) = McConnachie (2012), (2) = Mateo (1998), (3) = van den Bergh (1999)

Name	l	b	R	M_v	Ref.
LMC	280.46	-32.88	50 ± 2	-18.1 ± 0.1	(1), (3)
SMC	302.80	-44.32	60 ± 4	-16.2 ± 0.2	(1), (3)
Fornax	237.10	-65.65	138 ± 12	-13.4 ± 0.3	(1), (2)
LeoI	225.98	49.11	250 ± 15	-12.0 ± 0.3	(1), (2)
LeoII	220.16	67.22	210 ± 14	-9.8 ± 0.3	(1), (2)
Sextans	243.49	42.27	86 ± 5	-9.3 ± 0.5	(1), (2)
Carina	260.11	-22.22	102 ± 6	-9.1 ± 0.5	(1), (2)
Draco	86.36	34.72	82 ± 6	-8.8 ± 0.3	(1), (2)
UMi	104.95	44.80	66 ± 7	-8.8 ± 0.5	(1), (2)
Sgr	5.60	-14.08	24 ± 2	-13.5 ± 0.3	(1), (2)
Sculptor	287.53	-83.15	87 ± 5	-11.1 ± 0.5	(1), (2)

2.2 Spatial properties of the PoS

We follow the methodology of Metz et al. (2007a, 2009a) who have studied in detail the spatial properties of the PoS, by fitting the position of the PoS using a least-square method. They investigated the uncertainties associated to the direction perpendicular to the PoS due both to the uncertainties on the distances between the MW and the satellites (using Monte-Carlo simulations) and to the fitting model (using bootstrap resampling).

Using the data listed in Table 1, we confirm that the dominant source of uncertainty is due to the fitting model (see Table 2). Figure 2 shows the resulting PoS fit, which is found to be very similar to that derived by Metz et al. (2007a).

Table 2. Results of the PoS fit. *From left to right:* galactic longitude and latitude of the vector perpendicular to the PoS, l_{PoS} and b_{PoS} (deg), uncertainty due to the plane fitting method, Error1 (deg), uncertainty due to the uncertainty associated to the PoS dwarf galaxy distance, Error 2 (deg), minimal distance from the MW center to the PoS plan, D-center (kpc), standard deviation of the minimal distance from the PoS dwarf galaxy position to the PoS, thickness, T (kpc).

l_{PoS}	b_{PoS}	Error1	Error2	D-Center	T
157.4	-12.5	16.4	1.03	8.07	18.5

2.3 Kinematic properties of the PoS

In addition to spatial correlations, Metz et al. (2008) have robustly confirmed that most of the individual dwarf motions lie close to the PoS. We have extended and confirmed their study by adding two dwarf galaxies, i.e., LeoII and Sextans (see Table 3). In the left panel of Fig. 3, we show that the angular momentum directions of all the dwarf except Ursa Minor and Sagittarius, lie close to the uncertainty range of the PoS perpendicular direction (notice that Carina and Draco are only marginally consistent). Besides this, the Sculptor motion is found to be lying in the PoS but counter-rotating. Indeed, its angular momentum is shifted by 180° .

As the MW dwarf galaxies orbit within a thick plane that is not rotationally supported, the term Plane of satellite (PoS) is better than Disk of Satellite to describe the true nature of this structure.

2.4 Significance of the PoS

We test the hypothesis of an isotropic distribution for the 10 classical dwarf galaxy positions and velocities (Leo I is discarded because its velocity is unknown). To do this, we used the statistical test proposed by Metz et al. (2007a), which is based on fitted planes to isotropic distributions (see details in Appendix). The null hypothesis is rejected with a probability of 99.3 % and 97.0 % for the positions and the velocities, respectively. In an isotropic model, the position and velocity distributions are independent, which leads us to reject the isotropic distribution hypothesis in the full phase space with a probability of 99.98 %, which further supports the significance of the PoS.

However more realistic cosmological simulations are providing more complex satellite geometries around their host galaxy (see e.g. Libeskind et al. 2005; Deason et al 2012). Deason et al (2012) have used simulations that avoid an over-efficient tidal stripping of the satellites before fusion, generating a significant fraction of reconstructed spirals after major fusions (Font et al. 2011). These simulations are thus more realistic to figure out what is the distribution of satellites in host galaxies. Up to 20% of the hosts may show a polar distribution of their satellites, while less than 10% of the satellites may have some coherent motions. The MW satellites being both polar distributed and with coherent motions within the PoS, Deason et al (2012) concluded that "if a substantial number of the classical dwarf galaxies of the Milky Way (e.g. 7 out of 10) were found to have or-

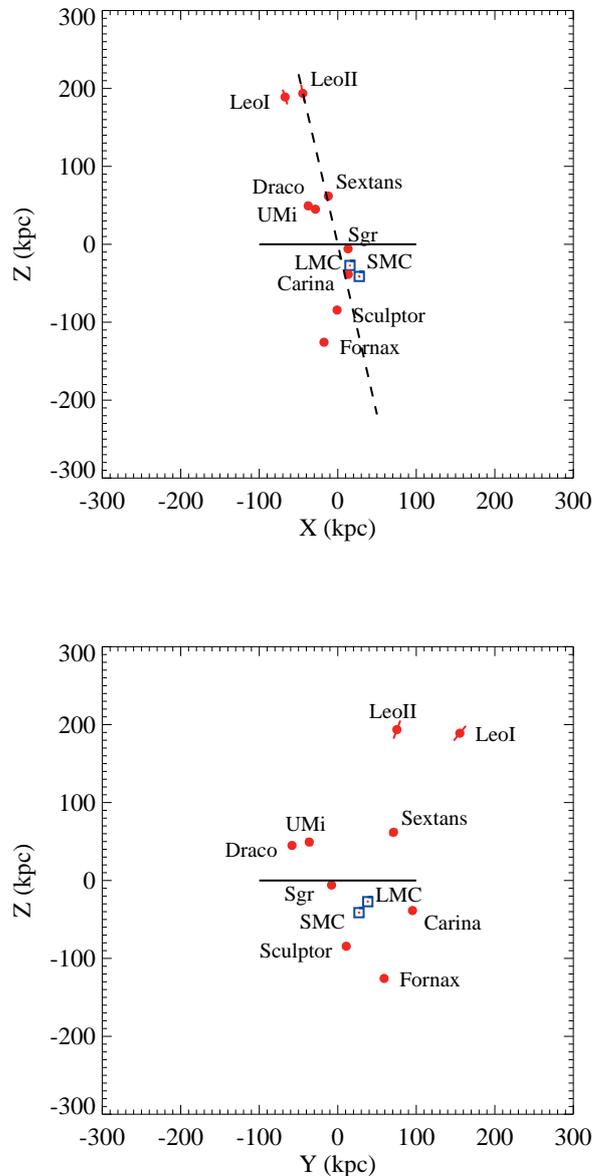


Figure 2. PoS position derived from the 11 classical dwarf galaxies in the MW outskirts. Red points represent the dSphs galaxies, while blue squares represent the MCs. The red lines represent the uncertainties on the heliocentric distance of the dwarf galaxies. The MW is indicated by a 100 kpc line. *Top panel:* edge-on view of the PoS (magenta dashed line). *Bottom panel:* same as the top panel but rotated by 90° along the polar-axis of the MW disk.

bitual poles aligned with the normal to the disc of satellites, then this would be inconsistent with the results of our simulations". As shown by Metz et al. (2007a) this is because the PoS is particularly thin which requires the accretion of a large, hypothetical group of dwarf galaxies that is otherwise naturally brought by remnant tidal tails. Thus additional data on the proper motions are still required, though the present data favor an exceptional MW satellites alignment of their locations and motions (see Fig. 2, 3).

Table 3. Proper motions of 10 classical dwarf galaxies. *From left to right:* Radial velocity (km/s), proper motion (mas/yr), both in the heliocentric restframe, total velocity, radial velocity, transverse velocity (all in km/s in the galacto-centric restframe), and references: (1) = Vieira et al. (2010), (2) = Piatek et al. (2007), (3) = Lépine et al. (2011), (4) = Walker et al. (2008), (5) = Piatek et al. (2003), (6) = Scholz & Irwin (1994), (7) = Piatek et al. (2005), (8) = Ibata et al. (1997), (9) = Piatek et al. (2006).

Name	V_{rad}	μ_{δ}	$\mu_{\alpha} \cos(\delta)$	V_{tot}	V_{rad}	V_{trans}	Ref.
LMC	278	0.39 ± 0.27	-1.89 ± 0.27	347^{+73}_{-69}	103^{+11}_{-11}	331^{+73}_{-69}	(1)
SMC	158	-1.01 ± 0.29	0.98 ± 0.30	221^{+110}_{-120}	29^{+14}_{-14}	219^{+110}_{-121}	(1)
Fornax	53	-0.36 ± 0.041	0.476 ± 0.046	188^{+38}_{-39}	-31^{+2}_{-2}	185^{+38}_{-39}	(2)
LeoII	79	-0.033 ± 0.151	0.104 ± 0.113	268^{+171}_{-184}	22^{+5}_{-5}	267^{+172}_{-186}	(3)
Sextans	224	0.10 ± 0.44	-0.26 ± 0.41	260^{+211}_{-182}	88^{+20}_{-20}	241^{+216}_{-230}	(4)
Carina	229	0.15 ± 0.09	0.22 ± 0.09	131^{+64}_{-60}	27^{+4}_{-4}	128^{+65}_{-61}	(5)
Draco	-292	1.1 ± 0.3	0.6 ± 0.4	563^{+174}_{-180}	-62^{+12}_{-12}	559^{+176}_{-184}	(6)
UMi	-247	0.22 ± 0.16	-0.50 ± 0.17	161^{+52}_{-44}	-76^{+8}_{-8}	141^{+61}_{-58}	(7)
Sgr	140	-0.88 ± 0.08	-2.65 ± 0.08	303^{+10}_{-10}	138^{+1}_{-1}	269^{+11}_{-11}	(8)
Sculptor	110	0.02 ± 0.13	0.09 ± 0.13	227^{+65}_{-65}	79^{+6}_{-6}	212^{+69}_{-72}	(9)

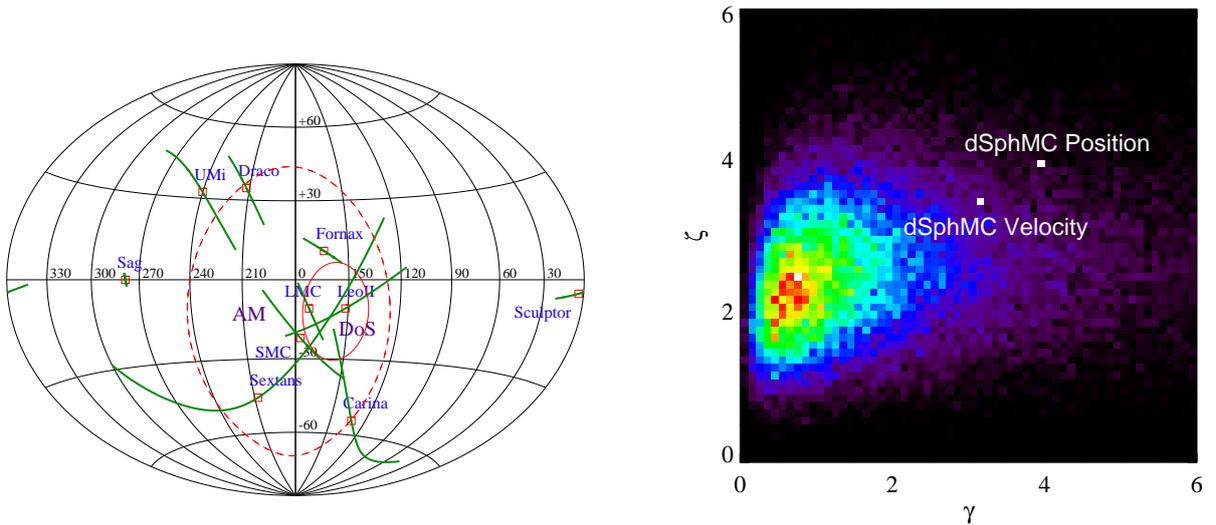


Figure 3. *Left panel:* Aitoff map showing the direction of the angular momenta of the classical dwarf galaxies (squares), and their uncertainties (lines). The solid ellipse shows the uncertainties associated to the direction perpendicular to the PoS. The dashed ellipse represents the uncertainty associated to the direction of the mean angular momentum. *Right panel:* (γ, ζ) density map generated using Monte-Carlo simulations of isotropic satellite distributions (see Appendix A). A large value of γ and ζ , such as found for the MW position and velocity distributions, means that the vector perpendicular to the fitted plane have a clear preferred direction and that its uncertainty around this direction is small, which means that the fit is significant.

3 FORMING THE POS AS A REMNANT OF A TIDAL TAIL

3.1 Physical model

Hammer et al. (2010) have proposed that a gas-rich major merger occurred during the history of M31. They used an N-body, hydrodynamical simulation (GADGET2, Springel 2005) to reproduce most of the M31 structures such as the bulge, the thin and thick disks, the Giant Stream, and the 10 kpc ring. In their model, the first passage between the galaxies occurred more than 8 Gyr ago, and the fusion time 2.5-3 Gyr later. A significant part of the matter ejected dur-

ing the first-passage lies in a tidal tail. As we will show in Sect. 5.1, for most of the models reproducing M31, this tidal tail is found to pass close to the MW.

Several observations and simulations have suggested that dwarf galaxies, named Tidal Dwarf Galaxies (TDGs), can form in such tidal tails (see Okazaki & Taniguchi 2000, and references therein). Bournaud & Duc (2006) have run 96 major merger simulations in order to better understand TDG properties and their formation mechanisms. Most of their simulations revealed the formation of TDGs with stellar masses larger than $10^8 M_{\odot}$. However, amongst the MW companions, 9 of the 11 classical dwarf galaxies have stel-

lar masses ranging from $\sim 10^5$ to $\sim 10^7 M_\odot$ (Strigari et al. 2008). Using simulations with higher resolution, Bournaud et al. (2008) have further shown that young stellar objects, star clusters, and TDGs with masses ranging from 10^5 to $10^9 M_\odot$ can also be reproduced. All these simulations suggest that it is possible to form TDGs with a relatively large range of mass, as a result of a major merger event.

In the following sections, we investigate whether the remnant of such a tidal tail could be at the origin of the PoS dwarf galaxies. Pawlowski et al. (2011) were the first to study in detail such a hypothesis. They simulated the evolution of tidal tails created by major mergers or fly-byes in the MW past, ~ 10 Gyr ago. They explored the orbital parameters of the progenitors to match the properties of the PoS. However, a fly-by seems unlikely, since no other massive galaxy but M31 is observed in the Local Group. In the present study, we investigate the formation of the PoS as a result of a tidal tail ejected during a merger that occurred in the past history of M31 rather than in that of the MW. Indeed, Yang & Hammer (2010) have shown that the position of the LMC could be traced back toward M31, ~ 6 Gyr ago, assuming an appropriate choice for the M31 tangential velocity and the MW halo shape. This suggests that all PoS dwarf galaxies could have formed as TDGs resulting of a major merger event in the M31 history.

3.2 Numerical models

To investigate this scenario, we developed a C code that simulates the trajectories of tidal tails populated with TDGs. They are formed and ejected during a major merger, and eventually interact with the MW.

The small mass of the TDGs, as well as the large distance between M31 and the MW, make the tidal effects undergone by the two spiral galaxies negligible. This allows us to assume that their gravitational potentials are static, and to model them analytically. Following Yang & Hammer (2010), we assume Navarro-Frenk-White halos (Navarro et al. 1997), Hernquist bulges (Hernquist 1990), and exponential disks (Yang & Hammer 2010) for M31 and the MW, while dwarf galaxies and the LMC are assumed to be point masses.

In the simulations, we first trace back the position of the LMC, the MW, and M31 backwards in time until the LMC reaches the outskirts of M31. The unknown tangential velocity of M31 is taken as a free parameter, while other parameters are listed in Table 1 & Table 3. Since the LMC is assumed to be a TDG remnant, its mass is just equal to its baryonic mass, $\sim 3.10^9 M_\odot$. We have verified that the dynamical friction is negligible in the computation of the LMC trajectory.

Second, we used numerical models of tidal tail formation to set up initial conditions for the positions and velocities of the TDGs in the surrounding of M31. The position of the LMC back in time in the surrounding of M31 is used to constrain the tidal tail properties. Finally, we let evolve the TDGs until present-time. At the end of the simulation, we analyze the TDG positions and angular momenta, and test whether they match the present-day PoS properties.

4 A TIDAL TAIL TOY MODEL CONSTRAINED BY THE LMC TRAJECTORY

4.1 Initial conditions for the TDGs

The goal of the proposed toy model is to verify whether or not the gross properties of the PoS can be described by particles linked to the over-densities found in tidal tails. As described in Sect. 3.2, we first trace back in time the position of the LMC, MW, and M31, 5.5 Gyr ago. This corresponds to the epoch when the LMC was found to be at 50 kpc from M31 according to Yang & Hammer (2010) (see their Table 3). To be consistent with their study, the MW and M31 total masses are respectively chosen to be $10^{12} M_\odot$ and $1.6 \times 10^{12} M_\odot$, while the LMC velocity is taken from the study made by Kallivayalil et al. (2009), i.e., $V = 384$ km/s.

The position and velocity profiles of the tidal tail are extracted from the work of Wetzstein et al. (2007). Indeed, they studied the formation of TDGs produced in a major merger and estimated the effects of initial conditions on the TDG properties. Two snapshots separated in time by 262 Myr are extracted from their simulation EG2 (see Fig. 4). Five density peaks are found to be prominent within the tidal tail. We assume that the third peak represents the LMC location in the past. This arbitrary choice implies that the part of the tidal tail which is located farther than the LMC position will escape from M31, which is quite expected during the typical evolution of a tidal tail.

We use the relative positions of the five prominent peaks to set up initial positions of five groups of TDGs. Each group, even that with the LMC, is assumed to contain six TDGs, which are modeled as point masses with a total mass equals to $10^8 M_\odot$, i.e., close to that of the SMC. We choose six particles per peak in order to populate enough the outskirts of the MW at the end of the simulation. The mass distribution in each group of particles is assumed to follow a Plummer density mass profile with a typical radius of 10 kpc, which constrains the internal velocity dispersion to be ~ 16 km/s in order to have a static group. The bulk velocity of the TDG groups is roughly estimated by comparing the positions of the peaks in the two snapshots (see Fig. 4). The tidal tail plane that encompasses the positions and motions of the TDGs is rescaled, rotated, and translated in order for the third density peak to match both the position and velocity of the LMC, 5.5 Gyr ago.

4.2 The results

A set of 100 simulations has been run by randomly generating internal position and velocity for the TDGs in the five groups, consistent with a Plummer model. For each simulation, we only kept particles for which the trajectories end within 300 kpc from the MW centre, i.e., the distance limit used in Sect. 2.1 to define a dwarf galaxy as a MW companion. The PoS properties and the mean angular momentum direction are calculated following the same method that the one used for the observations (see Sect. 2.2). The resulting plane thickness distribution for the 100 simulations has an average of 18.3 ± 6 kpc, which is consistent with the observed value (see Table 2).

Figure 5 shows typical trajectories of simulated TDGs.

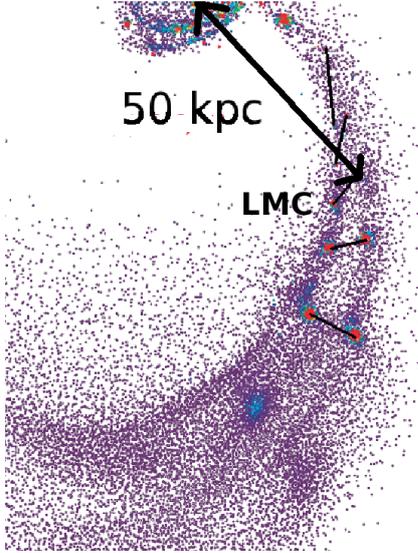


Figure 4. Trajectories of five over-densities (black lines) in a tidal tail during a time step of 262 Myr (Wetzstein et al. 2007). The third over-density is assumed to represent the position of the LMC back in time. The distance between the LMC and the merger remnant center is 50 kpc.

Particles are found to travel on both sides of the MW disk plane, although most of them, including the LMC, pass below it. There are some particles passing above the MW disk plane, with an angular momentum direction shifted by 180° relative to the simulated PoS direction. This configuration is similar to the counter-rotation of Sculptor in the MW environment.

In Fig. 6, we plot for the 100 simulations the resulting mean angular momentum directions and the directions perpendicular to the simulated PoS. These directions populate the region occupied by the uncertainty range corresponding to the observed dwarf galaxies. We find that the mean angular momentum direction of the 100 simulations is consistent within uncertainties with the mean direction of the observed angular momentum. The mean perpendicular direction for the 100 simulated PoS is also close to that derived from observations, although not strictly within the uncertainty range. However, for some simulations, the perpendicular direction is encouragingly found to lie within this range.

This very simple model illustrates how TDGs associated with a tidal tail can easily reproduce most of the PoS properties. By varying the radius of the Plummer model and the LMC position in the tidal tail, one can reproduce the fraction of dwarf galaxies having the same angular momentum direction that the LMC (8 dwarf galaxies) and those having it inverted as Sculptor, i.e. a very similar optimization that done by Pawlowski et al. (2011).

It is clear that such a model is quite ad-hoc since the dominant motion of the simulated TDGs is that of the LMC, which is a part of the PoS. The LMC velocity measurement used is larger than that found by Vieira et al. (2010). Using their value would increase the trace back time needed by the LMC to reach M31 by more than 2.5 Gyr. This time could match the formation epoch of the first tidal tail according to the model of Hammer et al. (2010) described in Sect. 3.1, i.e. 8.5 Gyr ago. Moreover, the TDGs of the PoS remain

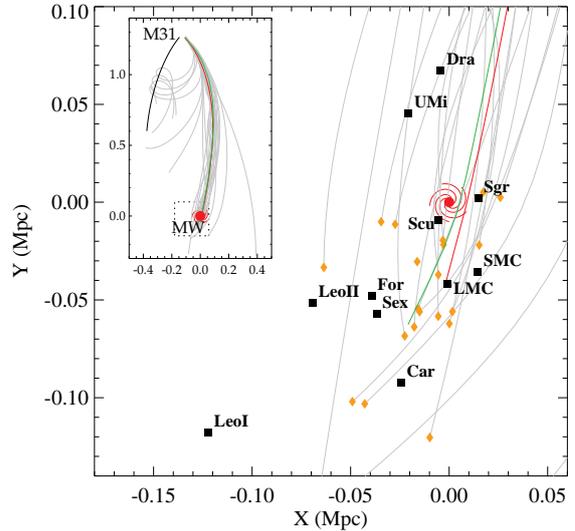
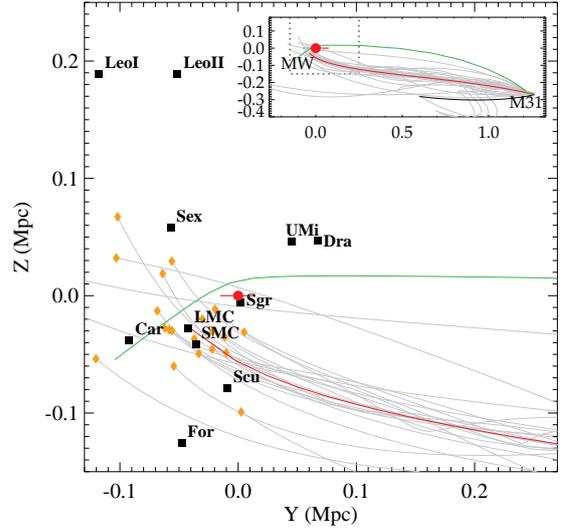


Figure 5. Comparison between the positions of the simulated TDGs (diamonds) and the observed satellites (squares). The upper and lower panels show the projection in Y-Z and X-Y galactic coordinate plane, respectively. The MW is represented as a red spiral. The grey lines represent the trajectories of each simulated TDG. The in-set panels show a global view of the trajectories of the simulated TDGs (grey lines) as well as that of M31 (black line). The trajectory of the LMC is also shown as a red line. The green line illustrates a counter-rotating trajectory, which may explain the motion of Sculptor.

too close to the LMC and thus do not populate enough the region above the MW in Fig. 5. This shows the limit of this “toy model”. Finally, such a toy model, as well as that proposed by Pawlowski et al. (2011), do not allow us to distinguish the origin of the tidal tail (i.e. the MW or M31). These remarks lead us to make a more realistic model of the tidal tail. In the next section, we propose to link far more robustly the modeling of M31 and its halo with simulations testing the PoS formation. In principle it should bring a number of constraints large enough to rule out or support the M31 tidal tail hypothesis.

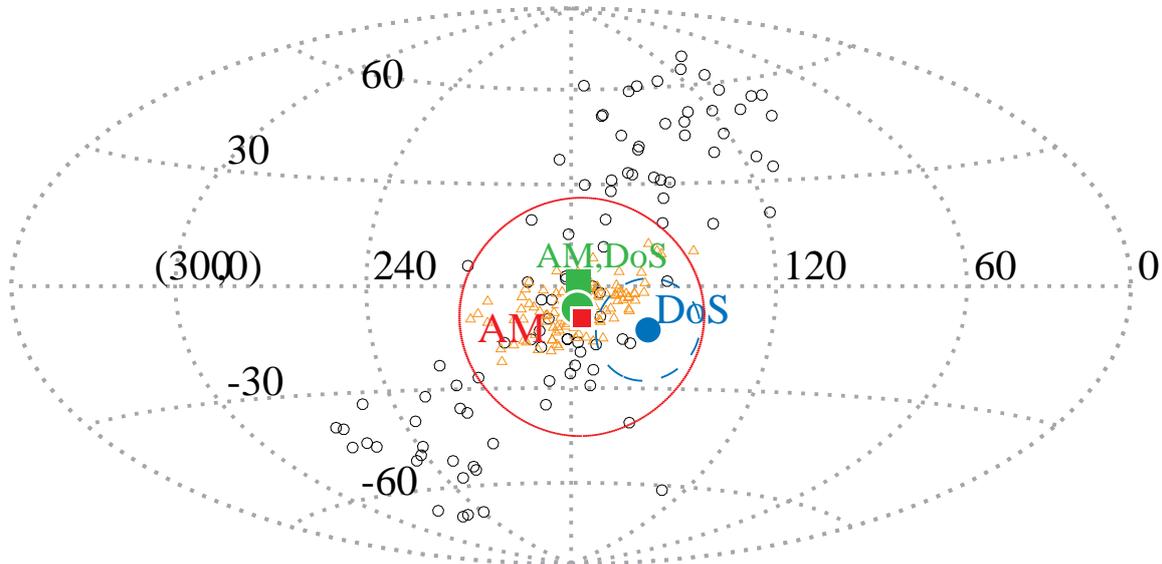


Figure 6. Aitoff map comparing the PoS and angular momentum (AM) directions between simulations and observations. The red square and the blue dots indicate the direction of the mean AM and the direction of the PoS, respectively, as derived from observations (Metz et al. 2007a, 2008). Their uncertainties are represented by the red circle (AM) and by the blue dashed circle (PoS). The open triangles and circles represent the directions of the PoS and the mean AM, as resulting from 100 simulations (see Sect. 4.2). Their mean values are indicated by a green square (PoS) and a green dot (AM).

5 A TIDAL TAIL GENERATED BY AN ANCIENT MERGER AT THE M31 LOCATION

5.1 M31 modelling as a remnant of a major merger

Hammer et al. (2010) have run a series of gas-rich, major merger simulations designed to reproduce both the M31 galactic substructures and the extended structures in its outskirts. The orbital geometry of the interaction is close to be polar, driven by the need to reproduce the giant 10 kpc ring, while stellar ages in the M31 halo substructures constrain the pericenter radius. In this family of models, two tidal tails systematically form during the first passage, as well as additional ones during the second passage and/or fusion. Each tidal tail is made by material stripped from each M31 progenitor, resulting in an angular momentum that combines that of the corresponding galaxies with the orbital angular momentum, which is the dominant component. We have tested a significant series of models from Hammer et al. (2010) (see their Table 3) and found that the first-passage tidal tail, associated to the minor encounter, passes systematically close to the MW, i.e., generally at 50 kpc and always at less than 200 kpc (see Fig. 8). In other words, the MW lies within the past M31 merger orbital plane, and the large area swept by the tidal tail motion, leads to a significant chance for a tidal tail-MW interaction. In fact the first-passage tidal tail is the most extended one. It contains the largest amount of baryons expelled during the merger, and the largest amount of gas, and the lowest metal abundance compared to other tidal tails. In the Hammer et al. (2010) model, the Giant Stream is linked to the tidal tail

formed during the second passage, and caused by stars returning to the remnant galaxy leading to the formation of loops (see their Fig. 8 as well as a complete description of the loop mechanism in Wang et al. 2012).

The model used in the present study is a refined version of Hammer et al. (2010) (10th column in their Table 3) with a slightly higher mass ratio (3.5 instead of 3), and an improvement of the initial conditions, i.e., the two interlopers at $t = 0$ are separated by 200 kpc instead of 80 kpc. The most significant change is due to the use of a larger number of particles (2.4 millions instead of 540 thousands), which allows us to generate gravitational instabilities within the tidal tail, under the assumption of a softening length of 0.1 and 0.12 kpc for baryons and dark matter, respectively. A more subtle change is about the Giant Stream modeling, which is associated to the second order loop instead of the first order loop (see Fig. 8 in Hammer et al. 2010). This results in a rotation within the orbital plane by approximately 50 degrees, which only slightly impacts the relative angle between the first tidal tail and the assumed Giant Stream. This updated model now reproduces both the Giant Stream and the Northern loop discovered by the PAndAS team Mackey et al. (2010), those being related to material stripped in the loop formed at the fusion and at the first passage, respectively (see details in Yang et al., 2012, in prep.).

5.2 Initial conditions for the TDGs

Instead of relying on the simulations of Wetzstein et al. (2007) as in Sect. 4, we now use the Hammer et al. (2010) merger model for M31 (as updated above) to setup initial

conditions for the position and velocity of the TDGs in the M31 outskirts.

We adopt a baryonic-to-total mass ratio of 20% as used by Hammer et al. (2010) instead of 6% as in Yang & Hammer (2010), as well as in Sect. 4. Following Yang & Hammer (2010), the dark matter scale length is tuned to fit the rotation curve. A total mass of $5.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ ($3.3 \times 10^{11} M_{\odot}$) provides a $R_{vir} = 70$ kpc and $c = 10$ ($R_{vir} = 60$ kpc and $c = 6$) for M31 (the MW). This affects the Yang & Hammer (2010) value for the M31 tangential velocity that is required for the LMC to be near M31 in the past, leading to (v_X, v_Y) equals to $(-135, 10)$ km/s ($\mu_W = -71 \mu\text{as.yr}^{-1}$, $\mu_N = -21 \mu\text{as.yr}^{-1}$) instead of $(-105, -7)$ km/s ($\mu_W = -62 \mu\text{as.yr}^{-1}$, $\mu_N = -25 \mu\text{as.yr}^{-1}$). Yang & Hammer (2010) show that such values for the M31 tangential velocity are comparable to the radial velocity of M31 (129 km/s) and explain why they can be substantially larger than the tentative estimates made by van der Marel & Guhathakurta (2008). Our values (and Yang & Hammer values) are consistent within 1.7 (1.1) σ from the recent evaluation of van der Marel et al. (2012) using very small proper motions of few M31 stellar fields based on a 5 year time basis.

We first verify whether the adopted simple spherical potential for M31 in the analytic model is consistent with Hammer et al. (2010) simulations. After examining the dark matter distribution in the Hammer et al. (2010) simulations, we choose to pick up the tidal tail one Gyr after fusion, when the mass is relatively stable and spherically distributed. At this epoch, the MW is too far from M31 to affect the tidal tail. As this model does not allow us to follow the internal evolution of the tidal tail, we simplify the code by neglecting the force between the tidal tail particles. For each tidal tail particle the simulation is therefore a 3-body problem. In order to check whether the tidal tail has the same evolution in the GADGET2 code used by Hammer et al. (2010) that in the 3-body code used here, we ran two simulations with the same initial conditions. After 5 Gyr, the tidal tail positions and velocities are similar for the two simulations within 5%, which confirms that our choice for the initial conditions does not impact the results significantly.

The different stages of the simulation are those described in Sect. 3.2. The tidal tail is selected from the GADGET simulation, one Gyr after fusion time, and inserted into the 3-body problem. This corresponds to 4 Gyr after the first passage. As the first passage is estimated to occur 8.5 ± 0.5 Gyr ago (Hammer et al. 2010), this corresponds to a look back time of 4.5 ± 0.5 Gyr.

5.3 Simulated PoS properties

The conditions for reproducing the PoS using a merger model for M31 are considerably more constrained than in Sect. 4 because of the required match between the tidal tail velocity and that of the LMC. In fact, we realize that for most models in Hammer et al. (2010) such a condition is verified as illustrated in Fig. 7. Besides the choice of the model reproducing the most accurately the properties of the M31 (Yang et al., 2012, in prep.), the location of the tidal tail can be fine-tuned using a rotation by less than ± 20 degrees along the M31 rotational axis (see Hammer et al. 2010). Such a fine-tuning preserves the modeling of the Gi-

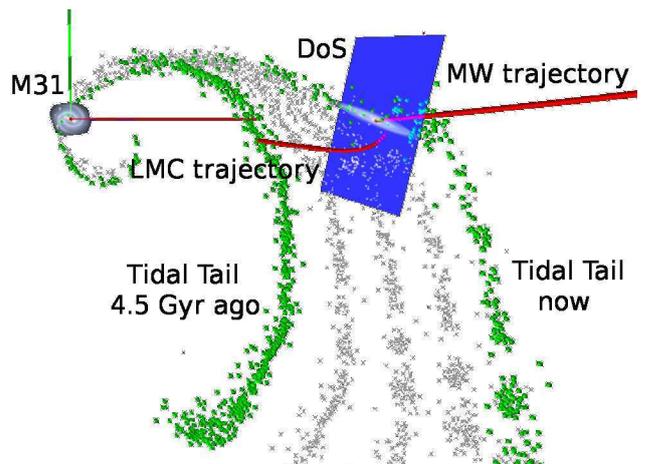


Figure 7. Schematic illustration of the PoS formation as a result of a tidal tail ejected by the M31 major merger. The tidal tail sweeps space for 4.5 Gyr followed by the LMC and finally passes through the MW trajectory. The green dots represent the initial and final position of the tidal tail, while white dots represents intermediate steps. The M31 and MW disks are represented with a size of 100 kpc, as well as the observed PoS (blue rectangular) and the y- and z-axis of the M31 rest-frame (green and red lines).

ant Stream and is required for matching the look-back time at which both the LMC and tidal tail are found at a common position in the M31 outskirts. Figure 7 shows the evolution of the tidal tail together with the LMC, and the MW trajectories relative to M31. It illustrates that for a given set of transversal velocities for the MW relative to M31, the LMC is found to travel between the two galaxies. Without more than fine tuning, to have its trajectory matched by the predicted tidal tail formed after the first encounter between the two progenitors of M31.

Let us now consider the first-passage tidal tail, which is the best candidate for inducing TDGs passing near the MW. Figure 8 shows the formation of clumps due to gravitational instabilities in the gaseous tidal tail at discrete locations. The five prominent over-densities have mass profiles consistent with that of dwarf galaxies with half-mass radii from 0.9 to 4 kpc, and total masses from 1.7 to $8.6 \times 10^8 M_{\odot}$ (see Table 4). Our 2.4 million particles simulation generates TDGs similar in location, e.g. the so-called "beads on a string" appearance, to those found in the Wetzstein et al. (2007) EG2 model with 6 million particles, but with larger masses. This is surprising, since the larger the resolution in the simulation, the larger the mass of the formed TDGs (see Sect. 3.1). As suggested by Wetzstein et al. (2007), this could be due to the initial gas fraction, which is twice in our simulation than the 30% adopted in the Wetzstein et al. (2007) EG2 model and could result in the formation of more massive TDGs. However, the simulation does not have a resolution large enough to sample the lowest mass dwarf galaxies (see Table 4). A higher resolution and a smaller softening length is required to generate such TDGs (Bournaud et al. 2008), and one may expect a larger number of TDGs with masses similar to those of the MW companions.

Given our absence of knowledge about the detailed internal structure of the tidal tail, we have arbitrarily selected particles within a 40 kpc section of the tidal tail (300 parti-

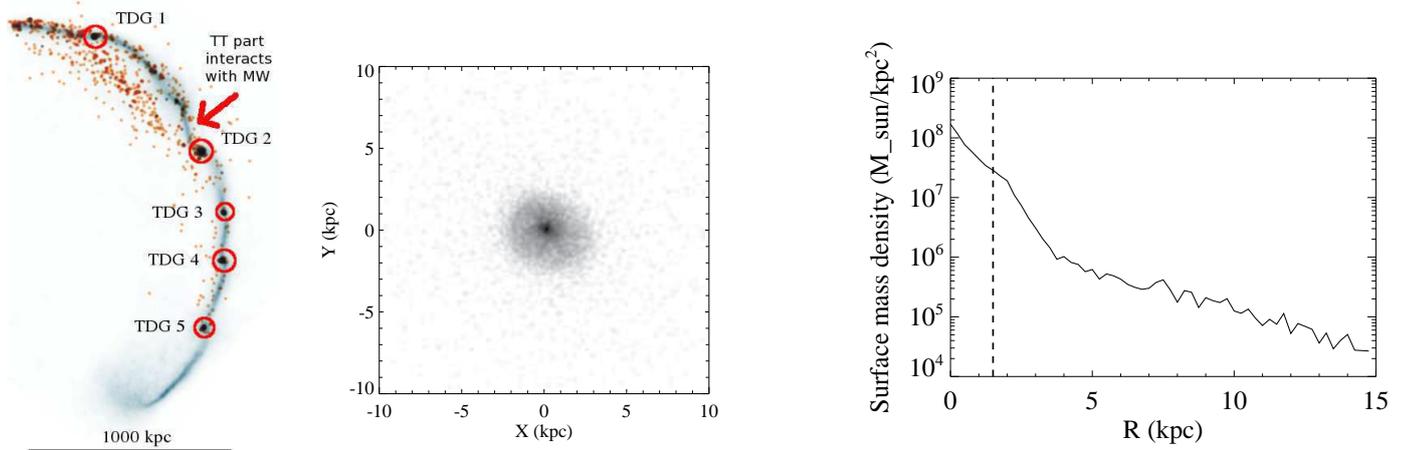


Figure 8. *Left panel:* Gas density map of the first tidal tail, 9 Gyr after the first passage of the merger. Gas density is coded using blue-grey color, while stellar density is shown in orange. Five red circles indicate the location of the five most massive TDGs (mass larger than $\sim 10^8 M_{\odot}$), which are labeled TDG1 to TDG5. *Middle panel:* Close-up of the TDG2. *Right panel:* Radial profile of the mass surface density of TDG2. The half mass radius ~ 1.5 kpc is indicated as a dashed line.

cles) at the region interacting with the MW (see red arrow in Fig. 8). In Fig. 9 for the sake of the visualization, we have randomly selected only 25 particles amongst the 300 particles. They are all included into a thick plane, whose orientation is found to be similar to the PoS within 13 degrees, a value smaller than the observational uncertainty (see Table 2). Finally, almost all their angular momentum directions are found to be close to the direction perpendicular to the observed PoS, except for some of them which have an opposite direction as Sculptor (see Fig. 10).

However even if this tidal tail give some promising results, it does not match the spatial distribution extension of the 11 classical dwarf galaxy (see Fig. 9, top panels). We notice that in the simulations reproducing M31 the first tidal tail may vary by factor 1 to 5 in width. This variation is due to the sensitivity to the initial conditions: the size of the gas disk in the progenitors and the orbital parameters. For example, orbital parameters associated to conditions close to the resonance (between the disk rotation and the orbital motion) at the first passage provide very narrow first tidal tails. Because being close to the resonance is not a requirement to the M31 model (in fact such conditions are mostly required at the second passage), we have used another model of M31 to generate a wider tidal tail. As the clump locations within the tidal tail have no other constrains than the actual spatial distribution of the classical dwarf galaxies, we have used three clumps instead of one to mimic the extension of the tidal tail and the results are shown in Figure 9 (bottom panels).

We emphasize that this model is in sharp contrast with Sect. 4 and Pawlowski et al. (2011) studies that use all free parameters to optimize the tidal tail. In other words, the formation of the PoS is predicted by the merger model of M31, as shown in Fig. 7.

Table 4. Physical parameters of the five TDGs identified in the tidal tail generated during the 1st passage between the M31 merger progenitors. Masses are given in unit of $10^8 M_{\odot}$. *From left to right:* gaseous mass, stellar mass, total mass, gas fraction, and half mass radius (kpc).

No.	M_{gas} ($10^8 M_{\odot}$)	M_{Star} ($10^8 M_{\odot}$)	M_{Total} ($10^8 M_{\odot}$)	f_{gas}	r_h (kpc) ^a
1	1.67	0.056	1.72	0.97	4.3
2	6.20	2.41	8.62	0.72	1.5
3	3.49	0.027	3.76	0.93	1.1
4	4.11	2.58	6.70	0.61	0.75
5	4.09	2.93	7.02	0.58	0.85

^a r_h is the half mass radius of the TDG for the 2D projected mass profile.

6 DISCUSSION

6.1 A surprising series of "coincidences" supporting an M31 origin

At first sight, a possible causal link between a possible merger in the history of M31 and the MW dwarf galaxies might appear at odds with many years of studies of the Local Group. To our knowledge such a proposition has never been made, probably because it appears far too unlikely for geometrical reasons: why the MW would be precisely at a *rendez vous* with a tidal tail formed during the first passage, 8 to 9 Gyr ago, of a merger that occurred at more than 780 kpc away?

Let us consider three galaxies of similar masses, two of them being involved in a merger process. What is the chance that a tidal tail produced during the event reaches the third galaxy? Assuming a merger in the history of M31, it should be rather small given the fraction of the volume swept by a tidal tail. The corresponding conic volume is shown in Fig. 11, drawing a solid angle of 2000 square degrees, i.e. 5.5% of the 4π steradian sphere. In principle this argument should

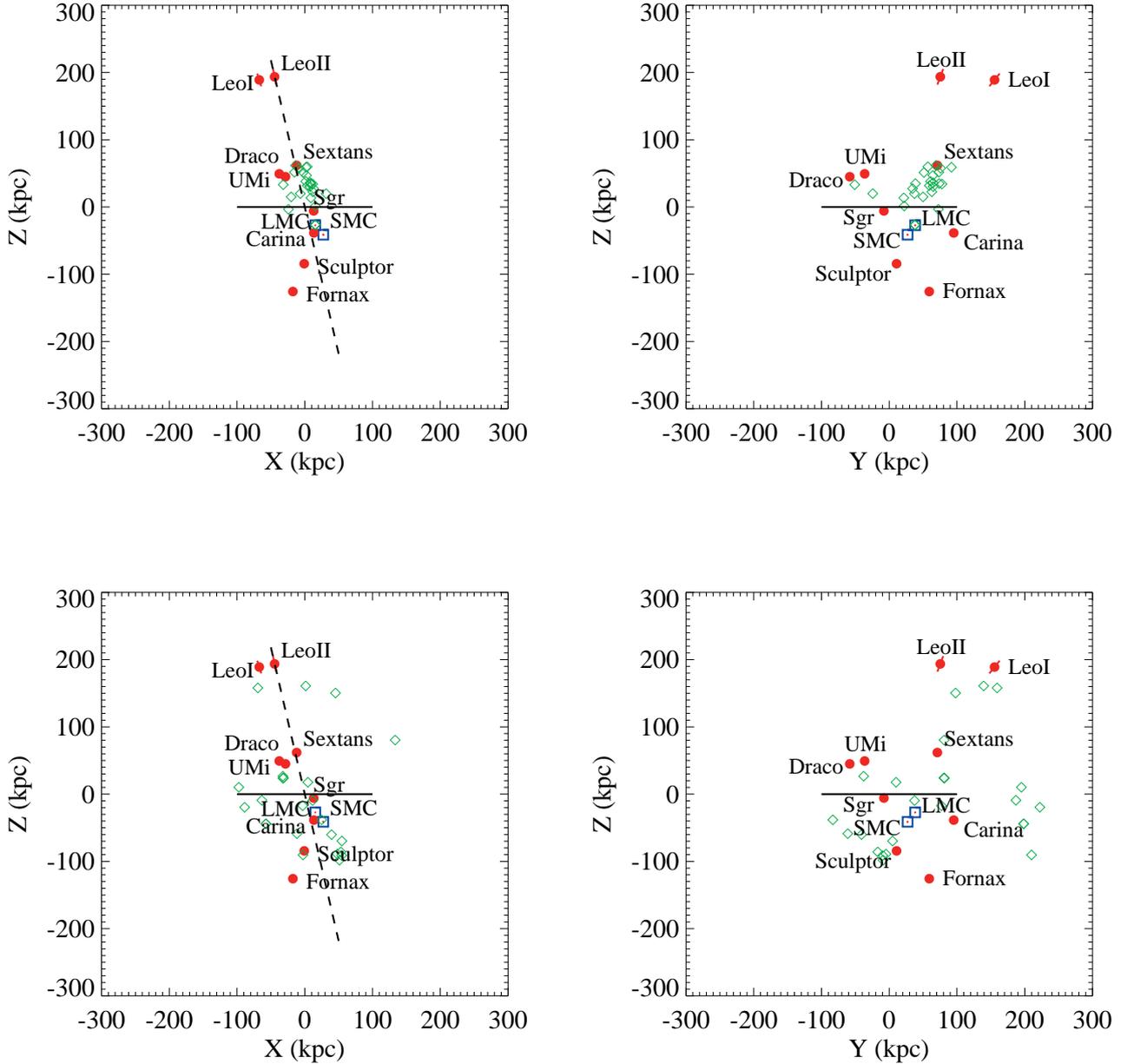


Figure 9. Face-on (*left panels*) and edge-on (*right panels*) views of the observed PoS populated by the tidal tail particles (green diamonds). The 11 classical dwarf galaxies are represented by red points (dSph) and blue open squares (MCs). The *top panel* corresponds to the tidal tail with a small extension and the *bottom one* to the extended tidal tail. For both, there are 25 particles randomly selected into the clumps which interact with the MW (green diamonds).

suffice to falsify or reject a possibility to associate M31 to the MW dwarf galaxies. In practice, the MW lies precisely within this small volume, because both the M31 disk is seen edge-on and the geometry of the Giant Stream (and of the Northern Loop) fixes the progenitors inclinations, and then the properties of the tidal tail induced after the first passage. We have considered a very large number of models from Hammer et al. (2010) as well as more recent ones. In these models, r_{peri} ranges from 24 to 30 kpc, the mass ratio

from 2.5 to 3.5, the dark to baryonic matter ratio from 10 to 25%, and a significant range of initial progenitor inclinations are explored, which result in an uncertainty on the angular location of the first tidal tail that is smaller than 20 degrees. Of course we cannot claim having investigated all the numerous parameters of a merger model for M31, although the number of constraints just describing the M31 galaxy and its outskirts are quite impressive (Hammer et al. 2010). We have also verified that for all geometrical config-

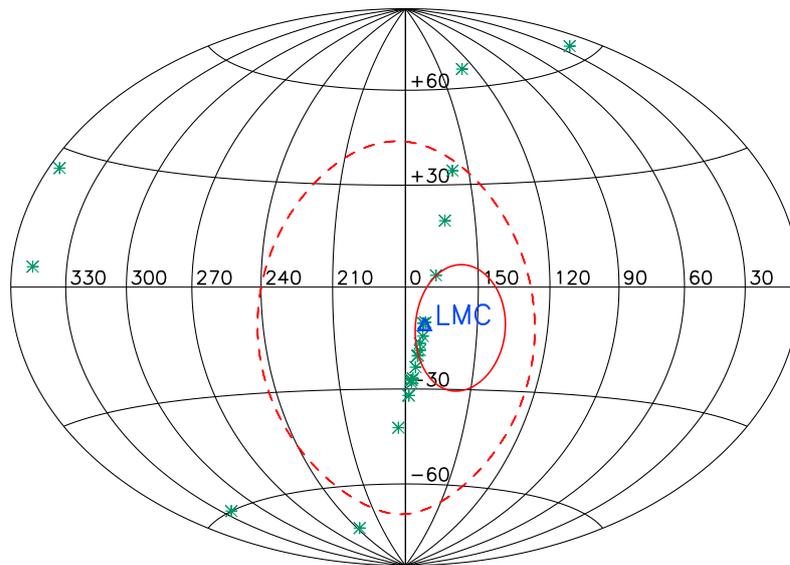


Figure 10. Angular momentum directions of the selected particles for the small extension tidal tail (green asterisks) and the LMC (blue triangle). The dashed ellipse represents the uncertainty associated to the mean angular momentum of the 11 classical dwarf galaxies, while the solid ellipse represents the uncertainty associated to the direction perpendicular to the PoS.

urations studied by Barnes (2002), the disk plane is close within less than 25 degrees to the orbital plane. This favorable configuration applies well to the M31 disk (see Fig. 11), which is supported by an angular momentum that is found to be slightly larger than the average of similar local spiral galaxies (see Hammer et al. 2007).

Perhaps all of the above is just a coincidence and other properties would easily falsify a causal link between the M31 merger and the MW dwarf galaxies. Fig. 7 shows that the tidal tail velocity matches well that of the LMC, in amplitude and orientation. This is ensured using the most recent results compiled by Vieira et al. (2010) with quite large uncertainties (see their Fig. 10), while the amplitude of the LMC velocity would be too large using the Kallivayalil et al. (2009) values. Such a match with the LMC velocity is another intriguing coincidence. While Yang & Hammer (2010) have shown that the LMC past trajectory may have passed near M31 for a precise range of M31 transverse velocity, why would the velocity of the modeled tidal tail follow such an amplitude and orientation? This coincidence naturally ensures that our model can reproduce the PoS orientation and dwarf angular momenta (see Fig. 9).

Possibly the most astonishing, fully unexpected coincidence is the fact that the part of the tidal tail shown in Fig. 8 which interacts with the MW is very close to the most massive simulated tidal dwarf, TDG2, whose mass almost reaches that of the LMC. This is very encouraging for pursuing this study with higher resolution simulations.

6.2 Could the MW dwarf galaxies be descendants of TDGs?

6.2.1 Global properties

First we acknowledge that a robust proof of a dominant dark matter component in MW dwarf galaxies would provide a definitive falsification of the scenario proposed in this paper. It may come from the detection of dark matter annihilation in MW dwarf galaxies. In fact the non-detection of dark matter annihilation in MW dwarf galaxies could provide the strongest up to date constraint on the nature of the dark matter particles, excluding for some annihilation channels, thermal dark matter for masses below 30 GeV or so (see e.g., Ackermann et al. 2012). On the other hand, a tidal origin for the MW dwarf galaxies would discard a significant dark matter content in these galaxies. It was considered very early (e.g., Lynden-Bell 1976) and was revived by Kroupa (1997); Kroupa et al. (2005). Supports for this assumption are numerous and well summarised by Kroupa et al. (2010) and Kroupa (2012). Their old stellar population are perhaps inherited from the merger progenitors. Their long lifetime in the tidal tail could have let them in various environments providing a diversity in star formation histories that could explain their different behaviours. Kroupa et al. (2010) summarised that "the physics of TDG formation and evolution is sufficiently well understood to conclude that 1) once formed at a sufficient distance from the host, TDGs will take an extremely long time to dissolve, if at all; and 2) the TDGs formed will naturally lead to a population of ancient TDGs that resemble dSph satellites".

However to be plausible our scenario (as well as that of

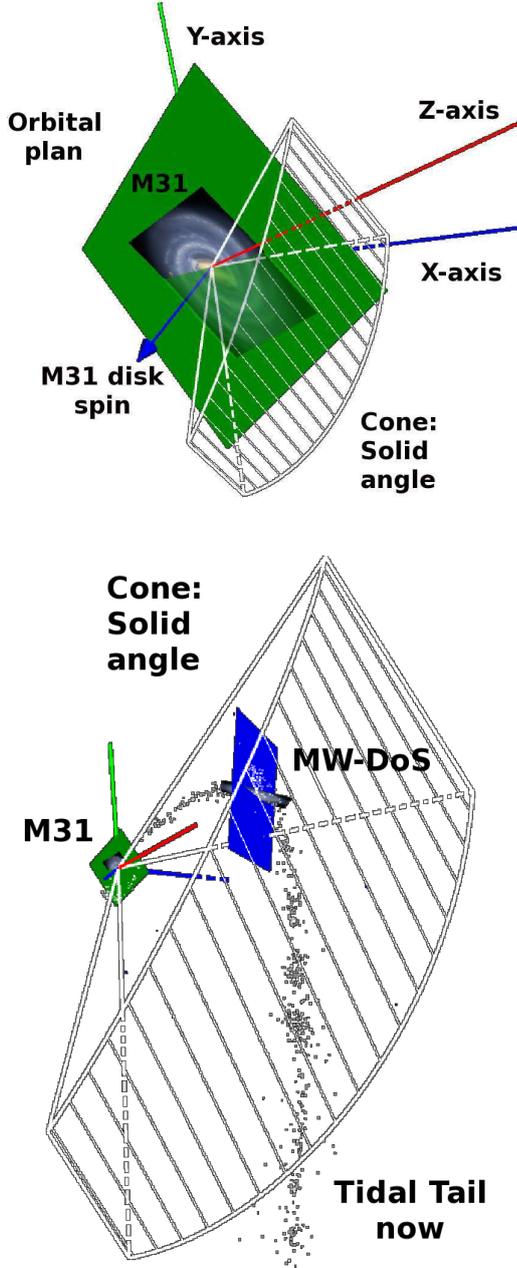


Figure 11. Geometrical view of the merger remnant. *Top panel:* The disk plane of M31 is represented using a picture of a spiral galaxy with its spin direction shown as a blue arrow, while the orbital plane of the progenitors as shown in green. The white cone represents the solid angle that could be swept by the tidal tail ejected during the merger. *Bottom panel:* Zoom on the solid angle swept by the tidal tail. The MW position and the plane of PoS is shown in blue. The opening angle of the cone is constrained by the positions of TDG1 and TDG5 (see Fig. 8) and the modeling of M31 and the Giant Stream. It accounts for uncertainties related to the modeling (varying parameters, see the text) as well as for a rotation around the M31 disk by ± 20 degrees along the M31 disk and ± 5 degrees in the plane of the tidal tail.

Pawlowski et al. 2011) requires an alternative explanation of the large mass-to-light ratios of the MW dwarf galaxies. Recently Casas et al. (2012) have simulated dark-matter free satellites that after several orbits around the MW are out-of-equilibrium bodies with high apparent mass-to-light ratios. According to their claim, if such progenitors of MW satellites have reached the MW potential at the same time along a few specific orbits, they may reproduce most of their intrinsic kinematics and surface brightness. Although similar simulations are beyond the scope of this paper, we noticed that the Casas et al. (2012) progenitors are far more compact than the TDGs that are formed from our modelling. In other words, it is likely that realistic TDGs are more fragile and they may be even more easily disrupted than in the Casas et al. (2012) study. In a forthcoming paper we will study a more realistic TDG infalling into the MW potential and to verify whether or not such an event may reproduce the MW dwarf galaxies. Such a study is mandatory to verify whether or not the large mass-to-light ratios of the MW dwarf galaxies falsify the M31 scenario.

6.2.2 Could the LMC be descendant of a TDG?

The above mentioned studies do not apply to the Magellanic Clouds and one may wonder whether or not the most massive Irr galaxies of the Local Group could also be TDGs. In the M31 scenario, both LMC and SMC have arrived for the first time in the MW halo, and as such they are not stripped of their gas, conversely to other MW dwarf galaxies. The stellar mass of the LMC has been properly estimated by van der Marel et al. (2002) assuming an LMC V-band absolute magnitude of $M_V = -18.5$, an extinction of $A_V = 0.4$, and an extinction-corrected color $(B - V)_0 = 0.43$. Following Bell et al. (2003), the stellar mass for the LMC is estimated to be $2.6 \times 10^9 M_\odot$ for a diet Salpeter IMF. Based on a full reconstruction of the star formation history, Harris & Zaritsky (2009) found a stellar mass ranging from 1.7 to $3.5 \times 10^9 M_\odot$ (see their Fig. 12) for a Salpeter IMF. To be compared with a diet Salpeter IMF value, one has to subtract 0.15 dex (Bell et al. 2003) to these values, reaching a range of 1.2 to $2.5 \times 10^9 M_\odot$. Other IMFs generally provides a lower stellar mass, by subtracting an additional 0.15 dex for e.g. a Kroupa (2002) or a Kennicutt (1983) IMF. According to Kim et al. (1998), the LMC gas mass is $0.5 \times 10^9 M_\odot$ and thus the baryonic mass ranges from 1.7 to $3.1 \times 10^9 M_\odot$, assuming a diet Salpeter IMF for the stellar mass estimate. These values are larger than those of Table 4 by a factor 2 to 3, which could be a serious difficulty for a tidal origin of the LMC. More detailed and resolved simulations of gas-rich tidal tail with more realistic physical conditions may help to further investigate this issue. On the observational side, Kaviraj et al. (2011) found several TDGs (approximately 15% of them) with a mass larger than $10^9 M_\odot$, after a wide TDG search in the SDSS data through the Galaxy Zoo project. The fact that these local mergers are certainly less gas-rich than the assumed ancient M31 merger progenitors suggests the latter may lead to TDGs as massive as the LMC.

To investigate whether a tidal origin related to a merger at the M31 location is realistic or not would require to compare it with the numerous results provided by studies on the Local Group and dwarf galaxies. It also requires to firmly assess the model properties and its predictions before any con-

clusion. For example the recent determination of the Fe/H abundance of old stars in the LMC may be not a falsification of this scenario (see e.g. Haschke et al. 2012). The fact that the old globular clusters in M31 are relatively Fe/H richer can be explained by our model. The LMC is predicted to be formed within the first passage tidal tail with stars stripped from the less massive interloper 8 to 9 Gyr ago, while old globular clusters could have been formed from material stripped from the most massive interloper, i.e., expected to be metal richer. The search for further falsification tests has to continue.

6.2.3 MW dwarf velocities and angular momenta

It is unclear yet whether all classical dwarf galaxies are part of the PoS. Sagittarius is clearly off the PoS in Fig. 3. Could it be due to the fact that it is strongly tidally disrupted by the MW potential? Figure 12 provides a crucial test of the M31 scenario by comparing the dwarf velocities to the escape velocities assuming two values for the MW mass. However this exercise is limited by the accuracy of the proper motion data: this excludes Draco, Sextans and LeoII for which the uncertainties are so large that their bound or unbound nature remains unknown. For example, the Sextans proper motion was not measured but derived, and the Draco proper motion was calculated by a ground-based telescope more than 10 years ago providing an extremely high value, $V = 556$ km/s. It results that Sag, UMi and Carina are certainly bound for any values of the MW mass, while all other dwarf galaxies are lying in a region where the measurement accuracy does not allow us to conclude. Perhaps the Sag, UMi and Carina properties are not consistent with the M31 merger scenario, and only much more accurate measurements of proper motion will allow to provide a similar test for the other dwarf galaxies. Using proper motions to distinguish between the various scenarios for the formation of the dwarf galaxies is very tempting but often limited by the data accuracy (see e.g., Angus et al. 2011), and by the poor knowledge about the true MW total mass. Moreover this also depends on the nature of their progenitors. If assumed to be of tidal origin from a gas-rich merger, they should be gas-rich as shown in Table 4 prior they interact with the MW potential.

Possibly, when entering the MW potential, these gas-rich TDGs are entirely stripped of their gas through tidal shocks and ram pressure stripping as described by Mayer et al. (2007). More recently, many authors (see e.g., Mayer 2010, 2011, and references therein) have shown that tidal stirring is an efficient mechanism to remove the gas from gas-rich, dark matter dominated, dwarf irregular galaxies interacting with the potential of a massive galaxy such as the MW. This leads to their transformation into dwarf spheroidals, which turns rotationally supported stellar systems into pressure supported ones. The interplay between dynamical friction and tidal mass evaporation not only decreases strongly their mass by factors reaching 10, it affects also their angular momentum and velocity as shown by Tafoni et al. (2003). This might lead to a $\sim 20\%$ decay in velocity during 2 Gyr (see their Fig. 6), e.g., providing initial velocities of UMi and Carina consistent with those of other dwarf galaxies. Our initial guess is that tidal stirring should be more efficient for progenitors that are not dark matter

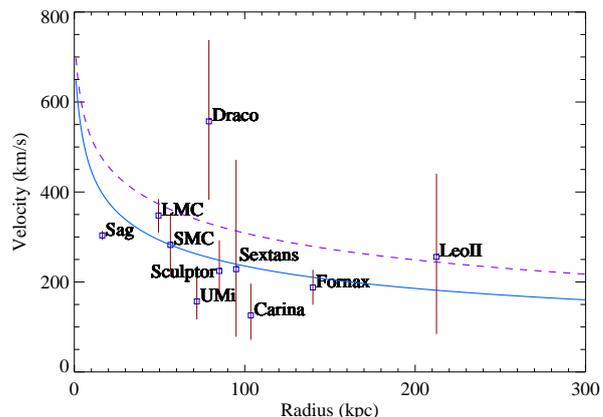


Figure 12. MW escape velocity as a function of radius for two baryonic-to-total mass ratios: 6% (magenta dashed line) and 20% (blue line). The baryonic mass remains equal to $6.6 \times 10^{10} M_{\odot}$ in both cases. The red lines represent the uncertainty associated with the velocities of the classical dwarf galaxies.

dominated such as TDGs. These are however pure conjectures that underlines the severe limitations of our modeling for which we have represented tidal tail particles as point masses. For reaching a conclusive answer about the consistency of the M31 merger scenario with the dwarf properties would require a far more complete modeling, perhaps taking into account the interaction between the whole tidal tail and its associated TDGs with the MW potential. Up to our knowledge, such a simulation have never been done by assuming a dark-matter free irregular galaxy such as a realistic TDG falling in the potential of a massive galaxy. We are encouraged to perform this in a future study also because we notice that the most inconsistent galaxy velocities (those of Sag, UMi and Carina) have also the angular momenta the most shifted from the averaged dwarf galaxy angular momentum (see Fig. 3).

7 CONCLUSION: A CAUSAL LINK BETWEEN THE M31 MAJOR MERGER AND THE POS?

It is widely accepted that the classical bulge of M31 is due to an ancient major merger (van den Bergh 2005; Kormendy & Kennicutt 2004). Quoting John Kormendy (2010, private communication): "don't we already know with some confidence that M31 was formed in at least one (in fact: very probably exactly one) major merger?" Perhaps its consequences have not been fully investigated, whereas it occurred in the galaxy that represents almost two third of the Local Group baryonic mass. The immediate question is: where are the relics of the most energetic event that occurred in the whole Local Group history? One may investigate the most anomalous and difficult to explain features discovered in the Local Group. Among them are the M31 haunted halo (Ibata et al. 2007), the Giant Stream (Ibata et al. 2001), the PoS and also the unusual proximity of two massive Irr near the MW (see e.g., van den Bergh 2010).

In principle a ~ 1 Gyr old minor merger may reproduce the Giant Stream (e.g. Fardal et al. 2008) although this may be problematic (see e.g. Font et al. 2008) because stars in

the Giant Stream have ages from 5.5 to 13 Gyr (Brown et al. 2007). Hammer et al. (2010) have been able to reproduce the Giant Stream as well, assuming a major merger and using the stellar ages in the M31 outskirts as clocks to date a major merger, providing a first passage and a fusion occurring 8.75 ± 0.35 Gyr and 5.5 ± 0.5 Gyr ago, respectively. Having M31 involved in a merger at these epochs may be quite common, as demonstrated by detailed studies of intermediate redshift galaxies from the IMAGES sample (Hammer et al. 2009; Puech et al. 2012). This model is quite challenging in reproducing many other properties of the M31 galaxy (disk, bulge, thick disk and 10 kpc ring) together with the Giant Stream. A noticeable feature of gas-rich major mergers is that they produce long-lived tidal tails that can reproduce many structures discovered in the halo of giant spiral galaxies (see e.g., Wang et al. 2012).

This paper is the first of a series aiming at investigate consequences of such a major merger occurring in the Local Group. The main weakness of the present modeling is due to the oversimplification in considering tidal tail particles as point masses. To reproduce the properties of the MW dwarf galaxies requires a full modeling of extended, gas-rich TDGs entering into the potential of the MW. It is highly desirable to verify whether or not the MW dwarf galaxies and the PoS can be fully modeled by the interaction between a gas-rich tidal tail, its associated TDGs, and the MW. Such a study will aim at verifying whether or not the intrinsic properties of dwarf galaxies may be reproduced, including their apparent large mass-to-light ratios.

Our modeling of the M31 major merger is getting more and more mature since Hammer et al. (2010) and it is able to provide some predictions that can be tested for falsification purposes. The modeling of an anisotropic feature like the Giant Stream, and further on, of the Northern loop (Yang et al. 2012, in prep.) almost fix the location and velocity of the tidal tails associated to the merger. Here we have concentrated our efforts to examine the largest tidal tail, which is formed during the first passage, stripping the minor encounter stars, 8 to 9 Gyr ago. This tidal tail is bringing the largest amount of baryonic material expelled by this event towards the Local Group. It results in a series of "coincidences" that considerably strengthens our preliminary conjecture. The MW is found precisely at the meeting point with the tidal tail, at present time. Moreover, the velocity of the tidal tail matches well that of the LMC providing a good fit of the PoS, including its spatial orientation and the angular momentum, even to some details such as the inverted angular momentum of Sculptor.

Having this in mind we conclude that a link between the PoS and the major merger at the M31 location is plausible. Compared to the MW merger or encounter hypothesis of Pawlowski et al. (2011), it has the advantage of resulting from a testable prediction that could be falsified or supported by many observations of the Local Group. Besides this, the present modeling is made within the Λ CDM scenario and there is no peculiar need to account for other physics to describe the above noticed unusual properties of the Local Group, i.e. the PoS, the presence of two massive Irr near the MW and most features found in the M31 halo. In fact, Knebe et al. (2011) have been the first to show that within Λ CDM, there should be renegade sub-halo, i.e. sub-halo of M31 that could have migrated towards the MW.

However they could not explain neither the PoS nor the LMC and its large velocity, conversely to our prediction that lead to an external origin for most MW dwarf galaxies. If the latter is true, it strengthens the tension between the predicted number of dark matter sub-haloes and observations, i.e. the so-called missing satellite problem, which might be then reconsidered as an excess of sub-haloes in the Λ CDM paradigm.

ACKNOWLEDGMENTS

This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. We are grateful to Jianling Wang for generating a part of the models of M31 that have been used in this study. Finally, to represent the Local Group in 3D, three-dimensional visualization was conducted with the S2PLOT programming library. We warmly thanks the referee whose remarks have significantly improved the manuscript including by identifying the important tests that should be made to put the M31 scenario in a cosmological context.

APPENDIX A: STATISTICAL METHOD TO TEST THE ISOTROPY

The statistical test proposed by Metz et al. (2007a) assesses whether the MW dwarf galaxy positions or velocities derive from an isotropic distribution. 50 000 random samples are generated using Monte-Carlo simulations. Each sample is isotropic and follows a radial density distribution $\rho(r) \propto 1/r^2$, consistent with the radial distribution of the MW dwarf galaxy positions (Kroupa et al. 2005) and velocities. A plane is fitted for each sample, and the associated uncertainty is estimated using bootstrap resampling as follows. Each sample is resampled 1 000 times and the perpendicular vector for each of the corresponding fitted plane is stored in a matrix M . The 3D symmetric matrix $S = M^T M$ is computed and its three eigen values ($\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$) calculated. To characterize the 1 000 vector distribution, i.e., to characterize the plane fit uncertainty, two numbers are defined using the eigen values:

$$\gamma = \frac{\log(\tau_3/\tau_2)}{\log(\tau_2/\tau_1)}$$

$$\zeta = \log(\tau_3/\tau_1)$$

γ describes how clustered the vector distribution is, while ζ indicates how the vector distribution focuses towards one direction. If γ and ζ are small (~ 1) the vector distribution is close to isotropic (the plane fit uncertainty is thus large), whereas if γ and ζ are large (> 2) the vector distribution clearly defines one direction (the plane fit is then well defined). The resulting statistics of γ and ζ is plotted in Fig. 3. For the 10 classical dwarf galaxy position and velocity set, γ and ζ are also derived. The distribution function $D(\gamma_0, \zeta_0)$, defined by the probability that $\gamma > \gamma_0$ and $\zeta > \zeta_0$, can be used to estimate the probability for a sample to derive from an isotropic law.

REFERENCES

- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Baldini, L. et al. 2011, *Physical Review Letters*, vol. 107, Issue 24, id. 241302
- Angus, G. W., Diaferio, A., & Kroupa, P. 2011, *MNRAS*, 416, 1401
- Barnes, J. E. 2002, *MNRAS*, 333, 481
- Bell, E. F., McIntosh, D. H., Katz, N., & Weinberg, M. D. 2003, *ApJS*, 149, 289
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., Wilkinson, M. I., Irwin, M. J., et al. 2006, *ApJL*, 647, L111
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., Kleyana, J. T., Koposov, S. et al. 2007, *ApJ*, 654, 897
- Besla, G., Kallivayalil, N., Hernquist, L., Robertson, B., Cox, T. J., van der Marel, R. P., & Alcock, C. 2007, *ApJ*, 668, 949
- Bournaud, F., & Duc, P.-A. 2006, *A&A*, 456, 481
- Bournaud, F., Duc, P.-A., & Emsellem, E. 2008, *MNRAS*, 389, L8
- Bournaud, F. 2010, *Advances in Astronomy*, 2010
- Brown, T. M., Smith, E., Ferguson, H. C., Guhathakurta, P., Kalirai, J. S., et al. 2007, *ApJL*, 658, L95
- Casas, R. A., Arias, V., Pena Ramrez, K., & Kroupa, P. 2012, *MNRAS* in press (2012arXiv1205.5029C)
- Deason, A. J.; Belokurov, V.; Evans, N. W.; An, J., 2012, *MNRAS* in press (2012arXiv:1204.5189D)
- D’Onghia, E., & Lake, G. 2008, *ApJL*, 686, L61
- Einasto, J., Saar, E., Kaasik, A., & Chernin, A. D. 1974, *Nature*, 252, 111
- Fardal, M. A., Babul, A., Guhathakurta, P., Gilbert, K. M., & Dodge, C. 2008, *ApJL*, 682, L33
- Font, A. S., Johnston, K. V., Ferguson, A. M. N., Bullock, J. S., Robertson, B. E., et al. 2008, *ApJ*, 673, 215
- Font, A. S.; McCarthy, I. G.; Crain, R. A.; Theuns, T.; Schaye, J.; Wiersma, R. P. C.; Dalla Vecchia, C. 2011, *MNRAS*, 416, 2802
- Geringer-Sameth, A., & Koushiappas, S. M. 2011, *Physical Review Letters*, vol. 107, Issue 24, id. 241303
- Hammer, F., Puech, M., Chemin, L., Flores, H., & Lehnert, M. D. 2007, *ApJ*, 662, 322
- Hammer, F., Flores, H., Puech, M., Yang, Y. B., Athanassoula, E., et al. 2009, *A&A*, 507, 1313
- Hammer, F., Yang, Y. B., Wang, J. L., Puech, M., Flores, H., & Fouquet, S. 2010, *ApJ*, 725, 542
- Harris, J., & Zaritsky, D. 2009, *AJ*, 138, 1243
- Haschke, R., Grebel, E. K., Duffau, S., & Jin, S. 2012, *AJ*, 143, 48
- Hernquist, L. 1990, *ApJ*, 356, 359
- Ibata, R. A., Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Irwin, M. J., & Suntzeff, N. B. 1997, *AJ*, 113, 634
- Ibata, R., Irwin, M., Lewis, G., Ferguson, A. M. N., & Tanvir, N. 2001, *Nature*, 412, 49
- Ibata, R., Martin, N. F., Irwin, M., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1591
- Kallivayalil, N., Besla, G., Sanderson, R., & Alcock, C. 2009, *ApJ*, 700, 924
- Kaviraj, S., Darg, D., Lintott, C., Schawinski, K., & Silk, J. 2011, *arXiv:1108.4410*
- Kennicutt, R. C., Jr. 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kim, S., Staveley-Smith, L., Dopita, M. A., Freeman, K. C., Sault, R. J., et al. 1998, *ApJ*, 503, 674
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Doumler, T., Yepes, G., Gottlöber, S., et al. 2011, *MNRAS*, 417, L56
- Koposov, S., Belokurov, V., Evans, N. W., Hewett, P. C., Irwin, M. J. et al. 2008, *ApJ*, 686, 279
- Kormendy, J., & Kennicutt, R. C., Jr. 2004, *ARAA*, 42, 603
- Kroupa, P. 1997, *New Astronomy*, 2, 139
- Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82
- Kroupa, P., Theis, C., & Boily, C. M. 2005, *A&A*, 431, 517
- Kroupa, P., Famaey, B., de Boer, K. S., Dabringhausen, J., Pawlowski, M. S., et al. 2010, *A&A*, 523, A32
- Kroupa, P. 2012, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, in press (2012arXiv1204.2546K)
- Kunkel, W. E., & Demers, S. 1976, *The Galaxy and the Local Group*, 182, 241
- Lépine, S., Koch, A., Rich, R. M., & Kuijken, K. 2011, *ApJ*, 741, 100
- Libeskind, N. I., Frenk, C. S., Cole, S., Helly, J. C., Jenkins, A., Navarro, J. F., & Power, C. 2005, *MNRAS*, 363, 146
- Lynden-Bell, D. 1976, *MNRAS*, 174, 695
- Mackey, A. D., Huxor, A. P., Ferguson, A. M. N., Irwin, M. J., Tanvir, N. R., et al. 2010, *ApJL*, 717, L11
- Mateo, M. L. 1998, *ARAA*, 36, 435
- Mayer, L., Kazantzidis, S., Mastropietro, C., Wadsley, J. 2007, *Nature*, 445, 738
- Mayer, L. 2010, *Advances in Astronomy*, article id. 278434
- Mayer, L. 2011, *EAS Publications Series*, 48, 369
- McConnachie, A. W. 2012, *AJ*, 144, 4
- Metz, M., Kroupa, P., & Jerjen, H. 2007, *MNRAS*, 374, 1125
- Metz, M., & Kroupa, P. 2007, *MNRAS*, 376, 387
- Metz, M., Kroupa, P., & Libeskind, N. I. 2008, *ApJ*, 680, 287
- Metz, M., Kroupa, P., & Jerjen, H. 2009, *MNRAS*, 394, 2223
- Metz, M., Kroupa, P., Theis, C., Hensler, G., & Jerjen, H. 2009, *ApJ*, 697, 269
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- Okazaki, T., & Taniguchi, Y. 2000, *ApJ*, 543, 149
- Pawlowski, M. S., Kroupa, P., & de Boer, K. S. 2011, *A&A*, 532, A118
- Pawlowski, M. S., Pflamm-Altenburg, J., & Kroupa, P. 2012, *MNRAS*, 423, 1109
- Piatek, S., Pryor, C., Olszewski, E. W., Harris, H. C., Mateo, M., et al. 2003, *AJ*, 126, 2346
- Piatek, S., Pryor, C., Bristow, P., Olszewski, E. W., Harris, H. C., et al. 2005, *AJ*, 130, 95
- Piatek, S., Pryor, C., Bristow, P., Olszewski, E. W., Harris, H. C., et al. 2006, *AJ*, 131, 1445
- Piatek, S., Pryor, C., Bristow, P., Olszewski, E. W., Harris, H. C., et al. 2007, *AJ*, 133, 818
- Puech, M., Hammer, F., Hopkins, P. F., Athanassoula, E., Flores, H., Rodrigues, M., Wang, J. L. 2012, *ApJ*, submitted
- Robotham, A. S. G., Baldry, I. K., Bland-Hawthorn, J., et al. & 2012, *MNRAS*, 424, 1448
- Sakamoto, T., & Hasegawa, T. 2006, *ApJL*, 653, L29
- Scholz, R.-D., & Irwin, M. J. 1994, *Astronomy from Wide-Field Imaging*, 161, 535
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Strigari, L. E., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., Simon, J. D.,

- Geha, M., et al. 2008, *Nature*, 454, 1096
- Taffoni, G., Mayer, L., Colpi, M., & Governato, F. 2003, *MNRAS*, 341, 434
- van den Bergh, S. 1999, *A&APR*, 9, 273
- van den Bergh, S., 2005, in *The Local Group as an Astrophysical Laboratory*, ed. M. Livio & T. M. Brown (Cambridge: Cambridge Univ. Press), P.1-15 (astro-ph/0305042)
- van den Bergh, S. 2010, *Nature*, 468, 901
- van der Marel, R. P., Alves, D. R., Hardy, E., & Suntzeff, N. B. 2002, *AJ*, 124, 2639
- van der Marel, R. P., & Guhathakurta, P. 2008, *ApJ*, 678, 187
- van der Marel, R. P., Fardal, M., Besla, G., et al. & 2012, *ApJ*, 753, 8
- Vieira, K., Girard, T. M., van Altena, W. F., Zacharias, N., Casetti-Dinescu, D. I., et al. 2010, *AJ*, 140, 1934
- Walker, M. G., Mateo, M., & Olszewski, E. W. 2008, *ApJL*, 688, L75
- Walsh, S. M., Jerjen, H., & Willman, B. 2007, *ApJL*, 662, L83
- Wang, J., Hammer, F., Athanassoula, E., Puech, M., Yang, Y., et al. 2012, *A&A*, 538, A121
- Watkins, L. L., Evans, N. W., & An, J. H. 2010, *MNRAS*, 406, 264
- Wetzstein, M., Naab, T., & Burkert, A. 2007, *MNRAS*, 375, 805
- Wen, Z.-Z., Zheng, X.-Z., Zhao, Y.-H., & Gao, Y. 2012, *Ap&SS*, 337, 729
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Willman, B., Dalcanton, J. J., Martinez-Delgado, D., West, A. A., Blanton, M. R., et al. 2005, *ApJL*, 626, L85
- Yang, Y., & Hammer, F. 2010, *ApJL*, 725, L24
- Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., Gnedin, O. Y., & Klypin, A. A. 2005, *ApJ*, 629, 219
- Zucker, D. B., Belokurov, V., Evans, N. W., Wilkinson, M. I., Irwin, M. J., et al. 2006, *ApJL*, 643, L103

This paper has been typeset from a \TeX / \LaTeX file prepared by the author.

7.9 Les satellites de la Voie Lactée : d’anciennes TDG ou d’anciennes galaxies primordiales ?

Le modèle proposé dans cette thèse pose la question de savoir si les galaxies naines classiques sont des TDG ou le résultat de galaxies primordiales. Dans cette section, je passe en revue différentes propriétés des galaxies naines classiques afin de discuter si elles sont favorables, neutres ou défavorables aux deux scénarios de formation. Un bilan de cette comparaison est illustré par le tableau récapitulatif 7.5.

La première propriété est le nombre de galaxies naines dans l’environnement de la Voie Lactée. Dans le modèle standard, bien que la présence des UFD semble atténuer le problème des satellites manquants, la partie 7.7.2 a montré qu’il manquerait toujours des galaxies satellites de faibles ou de grandes masses. Ce problème n’est pas en faveur du modèle standard. Concernant le scénario impliquant des TDG le problème est inverse, il y aurait trop de galaxies naines. En effet, si les travaux de [Bournaud et Duc \(2006\)](#) sont pris comme référence sur le sujet, une fusion majeure ne peut produire que deux TDG stables en moyenne. Cela impliquerait près de cinq fusions majeures pour la Voie Lactée. Cela est contredit par plusieurs propriétés de la Voie Lactée qui montrent une évolution plutôt séculaire depuis près de 6-8 milliards d’années telles que la faible formation stellaire, qui exclue une fusion majeure sur cette période, et le moment angulaire plutôt faible de la Voie Lactée comparé aux galaxies proches de masses similaires [Hammer et al. \(2007\)](#). La solution pourrait venir d’un paramètre sous-estimé dans les simulations formant des TDG, la fraction de gaz. Alors que, pour des redshift $z = 1 - 2$, la fraction de gaz peut atteindre des valeurs de plus de 50 % ([Rodrigues et al., 2008](#)), la plus haute fraction de gaz utilisée dans une étude formant des TDG est 30 % ([Wetzstein et al., 2007](#)). L’utilisation de cette fraction de gaz a montré que ce paramètre est crucial dans la formation des TDG. Un début de réponse pourrait provenir des simulations reproduisant M31 par une fusion majeure riche en gaz. En effet, une dizaine de TDG ont été créées dans les queues de marée principalement lors de ces simulations où la fraction de gaz dépasse les 50 %. Ces TDG ont pour la plupart survécu jusqu’à la fin de la simulation qui correspond à plus de cinq à huit milliards d’années en fonction de l’époque de formation des TDG.

La seconde propriété est la distribution spatiale et cinématique des galaxies naines. La partie 7.7.3 a montré qu’il est difficile de concilier le modèle standard avec la distribution spatiale des galaxies naines de la Voie Lactée. Si une anisotropie forte se confirme pour le moment angulaire comme contrainte observationnelle, l’ajustement avec les simulations deviendra impossible. A l’inverse, des TDG formées au sein d’une queue de marée ont par nature des moments angulaires ayant une direction commune et se meuvent donc dans un même plan. Une autre propriété cinématique, la vitesse 3D, permet d’indiquer si une galaxie naine est liée ou libre. En plus du LMC qui semble passer pour la première fois autour de la Voie Lactée, d’autres galaxies naines ont une vitesse totale comparable à leur vitesse de libération telles que Leo II. Elles ont donc des chances d’être libres. Cela dépend en grande partie de la masse de la Voie Lactée qui est encore mal déterminée. En prenant une masse totale de $5.10^{11} M_{\odot}$, il y aurait près de sept galaxies qui seraient libres ou à la limite d’être libre impliquant de très grand rayon d’apocentre et des temps d’orbite de l’ordre du temps de Hubble (voir figure 7.3). Cela implique qu’elles passeraient aussi pour la première fois à proximité de la Voie Lactée.

La troisième propriété discutée est la masse des galaxies naines. Toutes les simulations cos-

mologique représentant l'évolution du modèle standard montrent des masses allant des galaxies géantes aux galaxies naines ayant pour seules limites la résolution de la simulation. La distribution de masses des galaxies naines de la Voie Lactée n'est donc pas une contrainte difficile à satisfaire. Concernant le scénario impliquant des TDG, les simulations montrent des masses totales allant de 10^7 à $10^9 M_{\odot}$ (Wetzstein *et al.*, 2007; Bournaud et Duc, 2006; Bournaud *et al.*, 2008). Cela est confirmé par l'observation de TDG (Duc et Mirabel, 1998; Duc *et al.*, 2000; Kaviraj *et al.*, 2012). Cependant Bournaud et Duc (2006) montrent que seules les galaxies les plus massives survivent plus de deux milliards d'années. Les autres études sur le sujet ne traitent pas de l'évolution mais seulement de la formation des TDG. Si cela se confirme alors, soit les galaxies naines les moins massives de la Voie Lactée ne sont pas des TDG, soit elles sont des TDG ayant perdu beaucoup de masse. Concernant les TDG massives, il existe une limite supérieure qui est la masse éjectée lors d'une fusion. Si celle-ci peut représenter près de 15 % de la masse des galaxies hôtes, sous la forme de queues de marée, une TDG ne peut pas rassembler plus qu'une fraction de cette masse. Kaviraj *et al.* (2012) mesurent des masses en moyenne de près de 2×10^8 avec un maximum à 6×10^9 . Les simulations (Bournaud *et al.*, 2008; Wetzstein *et al.*, 2007) forment plutôt des TDG en dessous de $10^9 M_{\odot}$. La grande masse baryonique du LMC comprise entre 1.7 et $3.5 \times 10^9 M_{\odot}$ est alors en accord avec une formation via une TDG mais, se situant en queue de distribution, elle devient un évènement plus rare.

La quatrième propriété est la fraction de gaz. Cette dernière est quasi-nulle pour les dSph, autour de 20 % pour le LMC et près de 50 % pour le SMC (McConnachie, 2012). Dans le modèle standard, les galaxies naines de la Voie Lactée sont considérées comme des galaxies primordiales ayant échappées aux processus de fusion. Elles devaient être des dIrr remplies de gaz à leur formation à grand redshift. Le modèle standard suppose que les galaxies naines satellites de la Voie Lactée ont orbité pendant des milliards d'années autour de la Voie Lactée, ce qui leur a permis de perdre leur gaz et de perturber leur dynamique interne afin de les transformer en galaxies où la dispersion de vitesse domine la dynamique (Mayer *et al.*, 2001a,b, 2006). Les MC semblent avoir encore gardé leurs propriétés initiales de dIrr. Pourquoi ne se sont-ils pas eux aussi transformés en dSph ? L'argument qui tient à dire qu'ils sont plus massifs que les dSph et donc moins sujets aux forces de marée ne tient pas compte du fait que les dSph étaient aussi dans le passé des galaxies plus massive. Cependant, le LMC est bien plus massif que les dSph de plusieurs ordres de grandeur. Cet argument est moins pertinent pour le SMC qui a le dixième de la masse du LMC. En revanche, si l'hypothèse de Besla *et al.* (2007) se révèle vrai, le LMC passerait pour la première fois autour de la Voie Lactée ; cela résolverait le problème. Concernant le scénario de Fouquet *et al.* (2012), les galaxies naines sphéroïdales seraient des TDG passant aussi pour la première fois autour de la Voie Lactée. Elles auraient alors dû perdre leur gaz et devenir des dSph en un passage autour de la Voie Lactée. Les travaux de Yang et al. (2012, in prep.) traitent de cette question et apportent des réponses en faveur d'une perte de gaz en un passage. Cela serait dû au fait que les TDG sont des galaxies naines dépourvues de matière noire et diffuses, ce qui les rend très sensibles aux effets de marée.

La quatrième propriété est le couple âge-métallicité souvent étudié de concert. Le modèle standard décrit les galaxies naines de la Voie Lactée comme étant des galaxies primordiales qui auraient évolué en vase-clos. Il suppose que le gaz ait été perdu par les galaxies primordiales dans les premiers milliards d'années stoppant la formation stellaire et l'enrichissement en métaux. Ce scénario implique des populations stellaires âgées (> 10 Gyr) et de faible métallicité.

Cette prédiction se retrouve en général dans les études sur l'âge et la métallicité des dSph de la Voie Lactée [Mateo \(1998\)](#); [Dolphin et al. \(2005\)](#); [McQuinn et al. \(2009\)](#); [Tolstoy et al. \(2009\)](#); [Weisz et al. \(2012\)](#). Dans le cas du scénario impliquant des TDG, les populations stellaires sont supposées être un mélange entre des étoiles provenant du disque externe des galaxies durant la fusion majeure et des étoiles pouvant être formées durant et après la création de la queue de marée. Les étoiles, éjectées du disque externe il y a plus de huit milliards d'années ont toutes les chances d'être des étoiles du type de celle des dSph, vieilles et pauvre en métaux. Après la formation des TDG, le caractère diffus et peu massif des TDG peut empêcher une formation stellaire importante.

La dernière propriété, la plus importante sur ce sujet, est la quantité de matière noire. S'il est reconnu que les TDG sont presque totalement dépourvues de matière noire, les galaxies compagnons de la Voie Lactée sont reconnues pour être remplies de matière noire avec des rapports M/L pouvant dépasser les 100 ([Walker et al., 2009b](#)). Cette propriété est fortement en faveur du modèle standard qui a besoin de halo de matière noire inobservable pour expliquer les simulations cosmologiques. En revanche, la présence de telles quantités de matière noire dans les galaxies naines classiques de la Voie Lactée est incompatible avec un scénario impliquant des TDG. Deux explications semblent pouvoir réconcilier cette contradiction. La théorie de la gravité Newtonienne peut se révéler incomplète aux faibles accélérations ($< 10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$, inobservées sur terre) correspondant au régime des galaxies naines. Cette voie permet en effet d'expliquer ces grands rapports M/L ([Famaey et McGaugh, 2012](#)), mais elle remet aussi en cause tout le reste du scénario qui est basé sur une physique newtonienne. En effet, la fusion majeure produisant M31 devrait être simulée à partir d'un code mondien tout comme la rencontre entre la queue de marée et la Voie Lactée. Une autre voie revient à poser la question de la stabilité des dSph. Bien que les galaxies naines sphéroïdales, plutôt de forme sphérique, n'aient pas une morphologie typique de galaxie perturbée avec une forme en "S" du fait de l'étirement de la galaxie dû aux forces de marée, elles peuvent être dans une phase d'expansion isotrope qui conduit à diluer leur brillance de surface et à garder une forme sphérique (Yang et al. in prep.). Dans ce cas, le rapport M/L n'aurait pas de sens et montrerait simplement l'état de dislocation de la galaxie.

TABLE 7.5 – Comparaisons des modèles de formation des galaxies naines classiques : le modèle standard et le modèle de formation par des TDG provenant d'un fusion majeure du passé de M31. Le signe "+" signifie que la propriété est expliquée par le modèle, "?" qu'elle est à étudier, "-" qu'elle n'est pas compatible avec le modèle.

Propriétés	TDG	Primordiale
Nombre de satellite	?	-
Distribution spatiale	+	-
Position des MC	+	-
Possibilité de satellites libres	+	-
Masse des satellites	+	+
Fraction de gaz	?	+
Age-métallicité	+	+
Matière noire	?	+

Quatrième partie

Conclusion & Perspectives

Chapitre 8

Conclusions & Perspectives

Au fil de cette thèse, je me suis penché sur quatre problèmes contemporains d’astronomie tous reliés au phénomène de fusion majeure. Le premier est la description des galaxies à $z \sim 0.7$ par une étude morphologique et cinématique d’un échantillon de 12 galaxies. Les propriétés des galaxies particulières observées peuvent s’expliquer par des épisodes de fusions majeures. Le deuxième sujet est la compréhension de l’évolution des galaxies spirales depuis huit milliards d’années. J’ai exposé un scénario d’évolution des galaxies donnant une place primordiale aux fusions majeures riches en gaz pour former les galaxies spirales actuelles. La reproduction de M31 par simulation d’une fusion majeure en est une illustration. J’ai ensuite étudié les conséquences des fusions majeures en étudiant l’évolution de la matière éjectée par ces phénomènes énergétiques. Deux sujets de recherche en ont découlé : la place des TDG parmi les galaxies naines et surtout la compréhension des galaxies naines compagnons de la Voie Lactée.

8.1 Description des galaxies à redshift $z \sim 0.7$

Le projet IMAGES a pour but l’étude des galaxies à redshifts intermédiaires. Grâce aux données publiques du relevé GOODS et aux données FLAMES/GIRAFFE, un échantillon de galaxies de taille moyenne (< 100 galaxies) représentatif des galaxies de cette époque a été sélectionné. Pour chaque galaxie, les mêmes données ont été produites. Plusieurs résultats majeures ont été découverts par cette étude. Pour la première fois, [Delgado-Serrano et al. \(2010\)](#) ont construit un diagramme de Hubble à redshift intermédiaire, avec la même méthode que pour les galaxies de l’univers proche. Deux points ressortent de cette étude : la proportion des E/S0 n’a que peu évolué, et surtout le basculement des proportions entre les galaxies spirales et celles particulières. Ces dernières deviennent le type morphologique dominant avec une fraction de plus de 50 % alors que les galaxies spirales chutent à une fraction de 30 %. Pour l’aspect cinématique, [Yang et al. \(2008\)](#) classent cinématiquement les galaxies en trois classes : disque en rotation, disque perturbé et cinématique complexe. [Neichel et al. \(2008\)](#) comparent ensuite la classification morphologique et cinématique. Il en ressort que les galaxies spirales sont aussi celles qui ont une cinématique de disque en rotation. La double classification permet de renforcer la pertinence pour la classe des galaxies spirales. Il en ressort surtout que les galaxies particulières ont en majorité des cinématiques complexes ou des disques perturbés sur des échelles de la taille des galaxies. Ces galaxies ont de fortes chances de subir un épisode de fusion majeure afin d’expliquer des perturbations cinématiques sur de si grandes échelles.

Le fait que la sélection soit basée sur la magnitude absolue au repos de la bande J_{AB} évite les problèmes liés à la K-correction qui peuvent exister avec MASSIV et permet d’avoir un échantillon non biaisé, ce qui n’est pas le cas avec le relevé SINS. De plus, les études du projet IMAGES ne se sont pas exclusivement focalisées sur le champ CDFS, mais utilisent aussi des données d’autres champs cosmologiques comme le CFRS22 et le HDF5, permettant de ne pas subir un biais dû à l’utilisation d’un unique champ cosmologique. Concernant la sélection, le seul critère pouvant induire un biais est celui sur l’EW[OII], devant dépasser les 15 Å. Cette sélection a deux effets. Elle exclue les galaxies elliptiques de l’étude cinématique, ce qui est sans conséquence car les galaxies elliptiques sont une classe bien distincte morphologiquement. Elle exclue aussi les galaxies spirales qui forment peu d’étoiles. Pour ces dernières, le type cinématique de disque en rotation est choisi par défaut. Ce choix a donc pour conséquences une possible surestimation des galaxies spirales à $z = 0.6$.

La première critique qui peut être faite sur le projet IMAGES est la taille moyenne de l’échantillon de moins d’une centaine de galaxies. Un échantillon de 300 galaxies est encore envisageable avec les méthodes de classification utilisées et pourrait apporter une meilleure fiabilité. Un plus grand échantillon (> 500) commencerait à remettre en question la classification manuelle. L’autre défaut est la résolution des champs de vitesse. Bien qu’un champ de vitesse très détaillé ne soit pas utile pour séparer un disque en rotation d’une cinématique complexe, la limite de quatre pixels avec un S/B de quatre pour avoir un champ de vitesse est le minimum acceptable. Il est rare que les champs de vitesse aient si peu de pixel à un si bas S/B. En moyenne, si je considère les douze galaxies étudiées dans cette thèse, le nombre de pixel est de l’ordre de huit avec des S/B de l’ordre de huit. Une vingtaine de pixel avec des S/B au minimum de 8-10 donnerait des résultats sans conteste. Cependant, cela demanderait un nouveau télescope de plus grand diamètre.

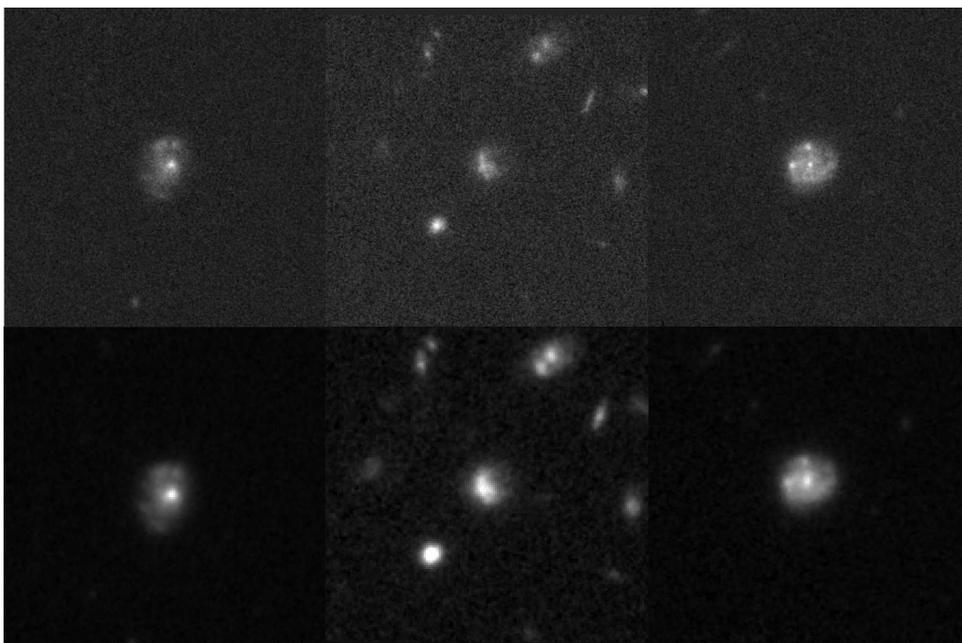


FIGURE 8.1 – Images dans les bandes z (en haut) et J (en bas) de galaxies étudiées dans cette thèse : $J033215.88-274723.1$, $J033220.83-275025.8$, $J033222.59-275232.0$.

Un autre axe d'étude sur la classification des galaxies à redshifts intermédiaires est l'utilisation des données CANDELS qui fournissent des images en bande J et H pour un tiers du champ GOODS (voir figure 8.1). Plus d'une vingtaine de galaxies de l'échantillon seraient concernées par cet apport de données dans le proche IR. Une classification en bande J (1250 nm), étant moins sujette à la formation stellaire pour des galaxies, permettrait de confirmer et d'améliorer la classification en bande z (850 nm). La bande J permettrait d'acquérir des images couleurs en bande B-V dans le référentiel au repos et non plus UV-B. Enfin, l'utilisation de l'IR ouvre la possibilité d'aller à des redshifts plus élevés en gardant la même méthode de classification. Avec la bande H (1600 nm), il est envisageable de classer des galaxies à $z \sim 1.5$.

8.2 Scénario de reconstruction des disques spirals

Le scénario de reconstruction des disques après une fusion majeure exposé par [Hammer et al. \(2005a\)](#) est renforcé par les résultats numériques faits à la suite du projet IMAGES. Des simulations de fusions majeures reproduisent en détail trois galaxies particulières ([Peirani et al., 2009](#); [Puech et al., 2009](#); [Hammer et al., 2009b](#)) ou plus superficiellement 26 galaxies particulières ([Hammer et al., 2009a](#)). De plus, les simulations de fusions majeures reforment toutes des spirales de la séquence de Hubble.

Concernant les galaxies spirales proches qui pourraient être le résultat de fusions majeures, des observations profondes telles que celles de NGC 5907 ([Zheng et al., 1999](#); [Martínez-Delgado et al., 2008](#)) sont nécessaires pour y découvrir des restes non relaxés de fusion majeure comme des courants stellaires, des déformations ou d'autres irrégularités. De plus si la fusion majeure est le moteur dominant de l'évolution des galaxies spirales, les simulations des fusions majeures doivent aussi pouvoir expliquer les propriétés morphologiques des galaxies spirales telles que les anneaux, les disques épais ou les barres, lesquels pour l'instant s'expliquent par des fusions mineures ou de l'accrétion de gaz ([Martínez-Delgado et al., 2009, 2010](#); [Velazquez et White, 1999](#)). Cette piste de recherche est encouragée par les nombreux travaux de Martínez-Delgado sur la détection de courants stellaires autour de galaxies dans l'univers proche.

Concernant des projets à plus longs termes, la prochaine génération de télescopes permettra de résoudre les étoiles de la séquence principale des galaxies proches se situant dans une rayon de ~ 15 Mpc. Cela permettra de construire des diagrammes couleur-magnitude et de calculer la métallicité pour des millions d'étoiles permettant ainsi de déduire l'histoire de la formation stellaire. Ce procédé a déjà été beaucoup utilisé pour les galaxies naines du Groupe Local et de l'univers très proche (< 3 Mpc) ([Dolphin et al., 2005](#); [McQuinn et al., 2009](#); [Weisz et al., 2011, 2012](#)). L'hypothèse d'une évolution pour les galaxies spirales marquée par des épisodes de fusions majeures devraient se retrouver dans l'histoire de formation stellaire des populations stellaires par des flambées d'étoiles suivies de formations stellaires plus calmes.

8.3 Formation du Groupe Local

Le scénario proposé de formation des galaxies naines par d'anciennes TDG, provenant de M31, tire sa force de son lien avec le modèle de fusion majeure de M31, de son explication du VPOS et de l'explication de la position singulière des MCs. Ce scénario, s'il est vrai, bouleverserait complètement la vision des galaxies naines dans le Groupe Local. D'une vision de galaxies

primordiales orbitant depuis un temps de Hubble autour de la Voie Lactée, les galaxies naines du Groupe Local deviendraient des galaxies formées après une fusion majeure, des TDG, orbitant pour la première fois autour de la Voie Lactée.

Un changement de vision si drastique ne peut s'imposer qu'après une longue série d'études confortant ou infirmant ce nouveau point de vue. D'autant plus que ce scénario n'est pas en l'état sans contradiction. En effet, il suppose que les galaxies de l'environnement du Groupe Local sont des TDG, donc dépourvues de matière noire, alors que les galaxies naines du Groupe Local par la mesure de leur vitesse de dispersion semble être remplies de matière noire (Walker *et al.*, 2009b). La première étude à mener devra résoudre cette apparente contradiction. La seule possibilité viendrait du fait que l'hypothèse de l'équilibre dynamique des galaxies naines soit erronée, les galaxies naines sphéroïdales ne seraient pas à l'équilibre. Cela serait une conséquence naturelle dans le nouveau scénario de formation des dSph de la Voie Lactée car les TDG passeraient pour la première fois autour de la Voie Lactée et donc subiraient pour la première fois les effets de marée de la Voie Lactée pouvant les mettre hors équilibre (Yang *et al.* in prep.). Pour vérifier cette supposition, il faut se tourner vers les études traitant des perturbations induites par des galaxies hôtes sur leurs galaxies satellites. Trois cas se distinguent. Dans l'étude de Kroupa (1997) premièrement, les satellites interagissant avec la Voie Lactée sont vide de gaz et de matière noire et ont les mêmes propriétés qu'une dSph dès le début de la simulation, compact (< 300 kpc) et avec une masse de $10^7 M_{\odot}$. De ce fait, il faut plusieurs orbites pour que la galaxie hôte le perturbe. Dans les études ultérieures de Mayer *et al.* (2001b, 2006), les satellites sont dans ce cas de dIrr avec une composante de matière noire et du gaz. Dans cette configuration, la matière noire est la composante qui diminue l'effet de la perturbation par la galaxie hôte sur le satellite. Plusieurs orbites sont encore nécessaires pour transformer une dIrr en dSph. Ces deux exemples ne peuvent être utilisés car ils ne correspondent pas à notre scénario. Ainsi, dans notre scénario, les TDG sont remplies de gaz ($> 70\%$ de la masse totale) et sans matière noire. Les travaux de Yang *et al.* (in prep.) montrent que dans ces conditions un unique passage à proximité de la Voie Lactée (< 20 kpc) permet de retirer la presque totalité du gaz de la TDG. Cette perte de masse met la TDG dans un état très fortement hors équilibre ; la TDG perd sa cohésion interne, l'énergie cinétique domine, et la TDG se met à s'expandre de manière isotrope et sans signe de queue de marée. Le résultat est une grande dispersion de vitesse et une très faible brillance de surface du fait de la dilution des étoiles.

A la suite de cette étude, il faudra aussi clarifier les propriétés du VPOS. Bien que cette structure semble réelle pour les 11 galaxies naines classiques, les UFD et les amas globulaires jeunes (Pawlowski *et al.*, 2012), deux critiques peuvent lui être reprochées. Premièrement, la zone du disque galactique est opaque et ne permet pas une détection aisée des galaxies naines de cette région. Deuxièmement, le SDSS qui a détecté les UFD ne couvre qu'un quart du ciel qui est commun avec l'emplacement du VPOS. Il faudrait couvrir une partie perpendiculaire au VPOS pour savoir si les galaxies naines ultra-faibles font partie du VPOS ou si cela n'est dû qu'à un biais observationnel. De manière générale, un relevé complet et homogène du type SDSS de tout le ciel manque pour dresser des conclusions statistiques définitives et robustes. Des relevés tels que le "Large Synoptic Survey Telescope" (LSST) ou PanSTARRS pourraient fournir les données observationnelles requises pour répondre à ces questions (Tollerud *et al.*, 2008).

Concernant le moment angulaire des galaxies naines de la Voie Lactée, seuls quelques mouvements propres sont connus avec une assez bonne précision pour cinq galaxies naines (LMC, SMC,

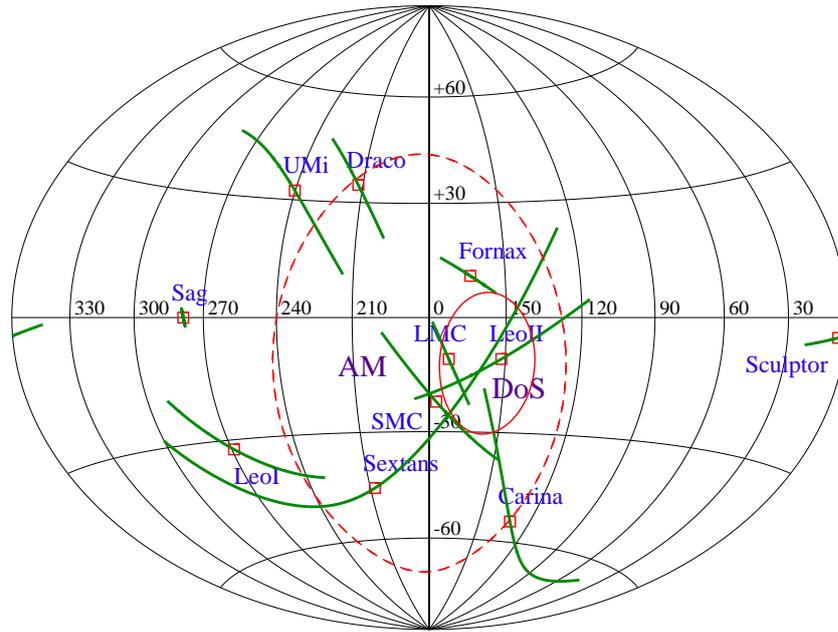


FIGURE 8.2 – Reprise de la carte aitoff de la section 7.5 des directions de moments angulaires des galaxies naines classiques avec la direction du moment angulaire de Leo I ajoutée.

Sculptor, Fornax, Sagittarius). La mission GAIA servira à contraindre les mouvements propres pour les galaxies naines classiques et les UFD. Récemment, une mesure sur le mouvement propre de Leo I a été publiée (Sohn *et al.*, 2012). Son moment angulaire a pu alors être calculé et comparé à ceux des autres galaxies naines (voir figure 8.2). La première remarque est que la direction de son moment angulaire ne coïncide pas avec la direction perpendiculaire du VPOS. La déviation est encore plus nette que pour Ursa Minor et Draco. Son moment angulaire semble bien différent de celui de Leo II. Les deux galaxies seraient alors proches par pure coïncidence.

8.4 Importance des galaxies naines de marée

8.4.1 La formation des TDG dans des fusions majeures riches en gaz

Le scénario proposé dans cette thèse suggère que les galaxies naines sont des TDG. Est-il possible pour une queue de marée de générer autant de galaxies naines. Le chapitre 6 a montré que le manque de gaz dans les études concernant la formation et l'évolution des TDG pourrait biaiser ce sujet de recherche. Une étude sur des fusions majeures avec des fractions de gaz dépassant les 50% au moment de la fusion doit être faite pour mieux contraindre ce sujet. Cela a déjà été commencé de manière indirecte avec les simulations devant reproduire M31. Elles montrent la formation et la survie de près d'une dizaine de TDG. Cependant, ces simulations ne sont pas optimales pour créer des TDG et les conditions initiales de la fusion sont trop contraintes dans le but de reproduire M31. De nouvelles simulations doivent donc être étudiées dans le but précis de l'étude des TDG.

Concernant plus spécifiquement, la compréhension du VPOS dans le GL. La reproduction par simulation du VPOS (Fouquet *et al.*, 2012) s'est faite avec un simple code à N-corps. Pour conforter le scénario, il faut une simulation N-corps avec la physique du gaz pour reproduire toutes les étapes : la fusion majeure formant M31, l'éjection de la queue de marée, la formation des TDG et enfin la rencontre entre les TDG de la queue de marée et la Voie Lactée. Cela permettrait d'avoir un scénario complet et de pouvoir étudier la physique du gaz dans les TDG et suivre la formation stellaire. Les populations stellaires observées des galaxies naines de la simulation pourraient alors être comparées aux observations.

8.4.2 Etudes d'autres systèmes de galaxies naines

Durant mon doctorat, je ne me suis intéressé exclusivement aux galaxies naines de la Voie Lactée. Cependant, bien que le scénario de formation que je propose soit probablement très rare dans l'univers, le processus de formation des galaxies naines dans des queues de marée peut être commun. Il est donc primordial de regarder d'autres systèmes de galaxies naines. Si le scénario de formation des galaxies naines par TDG est exact, les galaxies naines sphéroïdales s'expliqueraient comme étant des TDG qui auraient été piégées par leur galaxie hôte et qui auraient perdu leur gaz et leur forme irrégulières, en orbitant autour de leur galaxie hôte, devenant des dSph. Les galaxies irrégulières s'expliqueraient par l'éjection au loin de TDG de leur galaxie hôte dans une queue de marée. Pour donner un ordre de grandeur, en six milliards d'années et avec une vitesse de l'ordre de 500 km.s^{-1} , une galaxie peut parcourir une distance de près de 1 Mpc.

Pour tester cette vision de l'évolution des galaxies naines, je suggère deux études. La première consiste à répertorier les galaxies irrégulières dans une sphère de 2-3 Mpc autour de galaxies spirales qui ont des chances d'être le résultat de fusions majeures. Si les galaxies irrégulières sont le résultat d'éjection de TDG, leur distribution spatiale et cinématique devraient être corrélés pour reproduire les caractéristiques d'une queue de marée. Ce travail a été testé sur le champ GOODS. Après avoir sélectionné des galaxies spirales massives susceptible d'être le résultat de fusions majeures, les galaxies naines autour de ces galaxies étaient répertoriées et leur distribution étudiée. Le défaut majeur qui a grandement affaibli cette étude a été le manque de redshift spectroscopique. Les galaxies naines du champ GOODS ne peuvent qu'avoir un redshift photométrique et donc une contamination importante est inévitable. Ce même travail pourrait être fait avec les données du SDSS. Son sujet serait alors les conséquences des fusion majeures, qui se sont déroulées il y a cinq à six milliards d'années, sur leur environnement, laissant le temps aux TDG de parcourir près de 2-3 Mpc.

Le seconde étude porte sur les galaxies naines sphéroïdales. Le modèle standard Λ CDM en produit une quantité trop grande pour le Groupe Local. Une étude de la fonction de luminosité pour d'autres galaxies hôtes est alors nécessaire pour contraindre les simulations cosmologiques qui se focalise uniquement sur la compréhension des propriétés des galaxies naines de la Voie Lactée. Afin d'accéder à de nouveaux systèmes de galaxies naines complets jusqu'à une magnitude M_v faible ~ -8.5 , comme cela est le cas pour la Voie Lactée, des données photométriques profondes sur de grands champs sont nécessaires pour détecter les galaxies naines autour de galaxies hôtes. Une étude spectroscopique permet ensuite d'exclure les galaxies d'arrière ou d'avant plan. Dans cette optique, le relevé CFHTLS est tout indiqué, avec près de 200 deg^2 de couverture et une profondeur atteignant les $m_i \sim 24.5$. Il est alors possible de détecter Fornax à une distance de

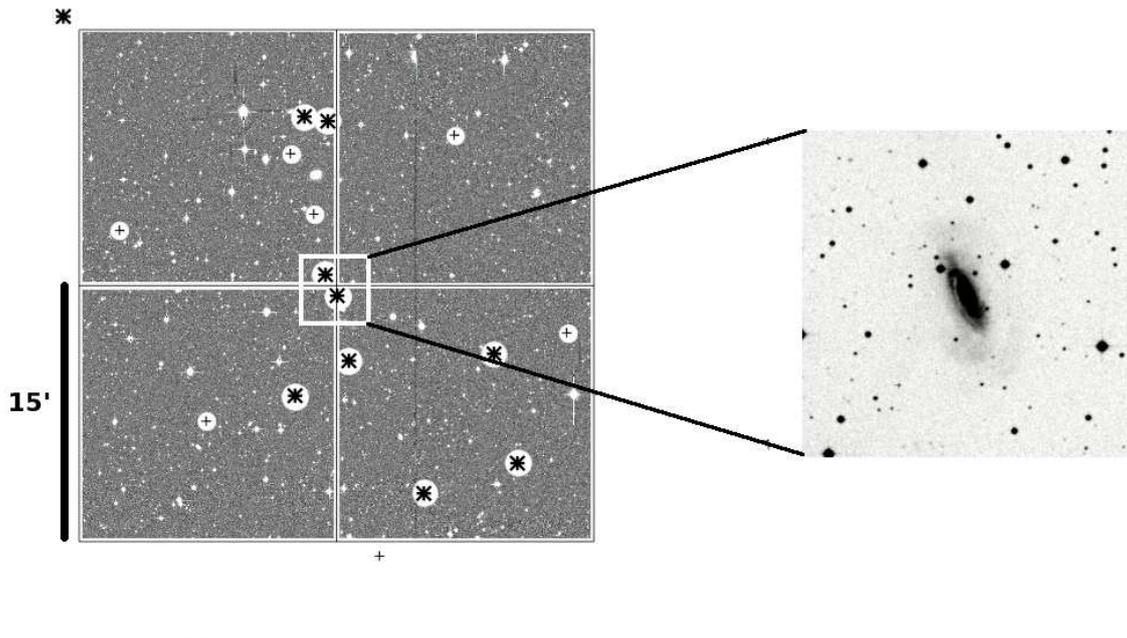


FIGURE 8.3 – *Galaxies naines observables autour de la galaxie hôte NGC 2708 en se basant sur le système de M31. A gauche : les quatre sous-images représentent les quatre poses VIMOS. Les 11 étoiles noires représentent les galaxies naines de M31 qui devraient être spectroscopiquement confirmées si elles constituaient le système de naines de NGC 2708. Les sept croix indiquent les galaxies naines trop faibles pour être confirmées. A droite : zoom sur NGC 2708*

40 Mpc. La galaxie NGC 2708, se situant dans le relevé CFHTLS, est un bon sujet d'étude ; elle est assez proche à 37 Mpc. Cependant, le CFHTLS manque de données spectroscopiques pour séparer les galaxies naines des galaxies d'arrière ou d'avant plan. Afin de combler ce manque, j'ai fait une demande de temps de télescope pour mesurer les redshifts spectroscopiques des galaxies environnant la galaxie NGC 2708 (voir figure 8.3). J'ai obtenu du temps sur l'instrument VIMOS. De cette étude, un nouveau système de galaxies naines pourra être étudié et comparé avec celui de la Voie Lactée, de M31 et des simulations cosmologiques. Cette étude devra essayer de traiter plusieurs aspects des galaxies naines. Le premier porte sur les propriétés morphologiques des galaxies naines, taille et brillance de surface. Le second sur la fonction de luminosité, est-elle similaire à celle de la Voie Lactée et de M31 ? Enfin, un travail devra être fait pour caractériser la distribution spatiale des galaxies satellites, isotrope ou pas.

8.5 Développement d'une représentation 3D de l'univers proche

Durant mon doctorat, j'ai créé un logiciel représentant le Groupe Local afin de visualiser l'évolution de la queue de marée éjectée par M31 et se dirigeant vers la Voie Lactée. Cet outil est utile pour tester l'évolution des queues de marée dans le Groupe Local et permet d'avoir une représentation en trois dimensions des galaxies naines dans l'environnement de la Voie Lactée afin de mieux visualiser la structure du VPOS.

Cet outil peut servir pour deux autres études du GL. Si une portion d'une queue de marée permet d'expliquer les galaxies satellites de la Voie Lactée, alors l'ensemble des queues de marée

pourrait reproduire les dIrr du GL. Le principe est de placer le résultat des simulations des fusions majeures reproduisant M31 dans le logiciel et de comparer la position des queue de marée avec celle des dIrr. L'autre étude porte sur le Courant Magellanique. En section 7.2.3, j'ai émis l'idée que le MS pourrait être dû à l'interaction entre les MC, et au reste de la queue de marée. Le logiciel permettrait de comparer la position et la vitesse radiale des observations avec les queues de marée simulées afin de contraindre cette formation. Enfin, la récente découverte de [Ibata et al. \(2013\)](#) relance l'intérêt pour l'étude du systèmes de galaxies naines de M31. En effet, si un plan en rotation est avéré pour 15 galaxies naines, cela devrait pouvoir s'expliquer et contraindre le scénario de fusion de M31.

Enfin un projet de développement à plus long terme de ce logiciel serait d'avoir une représentation en trois dimensions de l'univers proche (< 15 Mpc) avec la plus grande complétude possible. Cela demande premièrement de recueillir toutes les données sur la position des galaxies proches et deuxièmement de faire de nouvelles observations pour combler les régions peu observées. Le projet final serait d'avoir un échantillon de systèmes de galaxies naines pour une centaines de galaxies jusqu'à des magnitudes absolues $M_v \sim -7$. Avec ces données, notre connaissance des galaxies naines, de leur formation et de leur évolution serait bien supérieure à aujourd'hui où toute l'attention est focalisée sur un unique système, celui de la Voie Lactée.

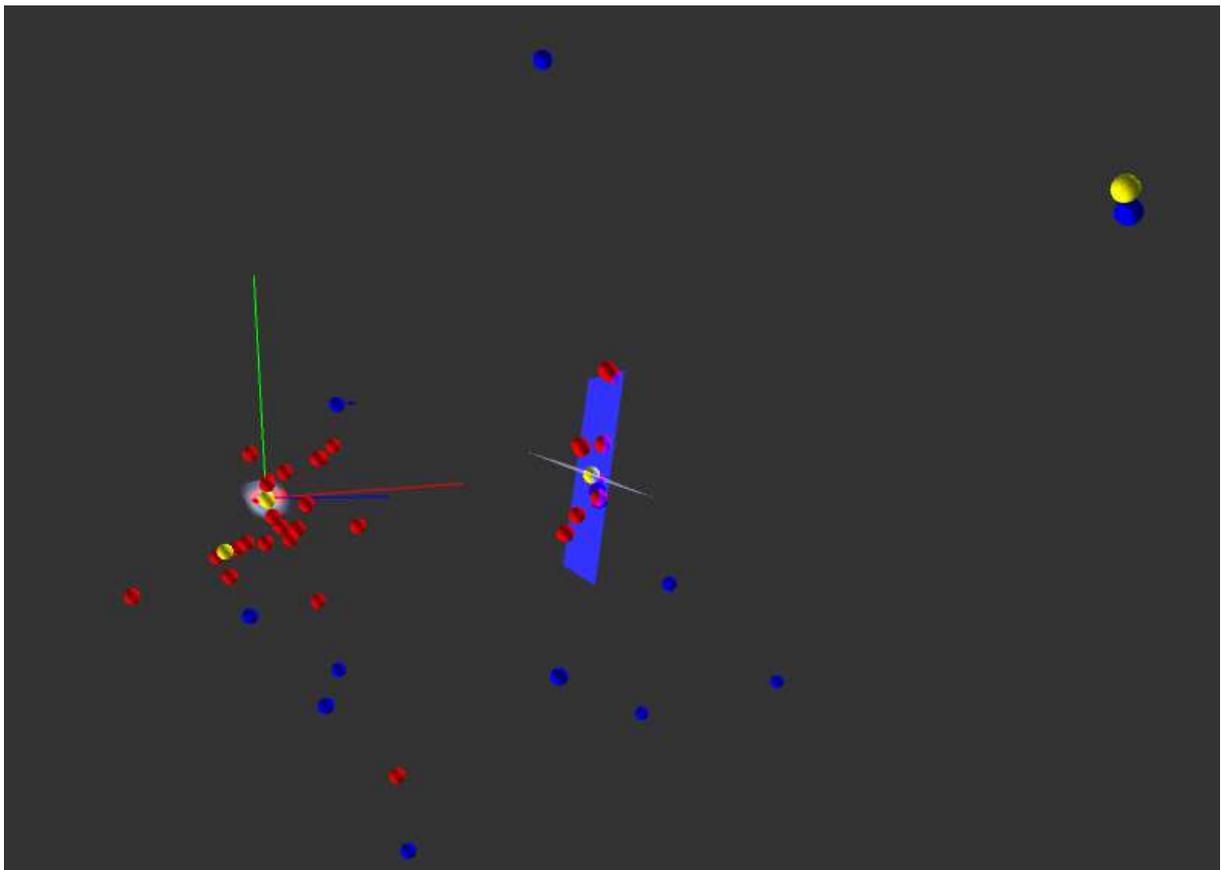


FIGURE 8.4 – Exemple d'une vue depuis le logiciel représentant le GL en 3D. Les cercles blancs indiquent M31 (à gauche) et la Voie Lactée (à droite), les points rouges représentent les dSph, les points bleus représentent les dIrr et le carré bleu indique le plan du VPOS.

Bibliographie

- Book Review : Galaxy morphology and classification / Cambridge U Press, 1998. *JRASC*, 93:200, août 1999.
- M. G. ABADI, B. MOORE et R. G. BOWER : Ram pressure stripping of spiral galaxies in clusters. *MNRAS*, 308:947–954, octobre 1999.
- K. ABAZAJIAN, J. K. ADELMAN-McCARTHY, M. A. AGÜEROS, S. S. ALLAM, S. F. ANDERSON, J. ANNIS, N. A. BAHCALL, I. K. BALDRY, S. BASTIAN, A. BERLIND, M. BERNARDI, M. R. BLANTON, N. BLYTHE, J. J. BOCHANSKI, Jr., W. N. BOROSKI, H. BREWINGTON, J. W. BRIGGS, J. BRINKMANN, R. J. BRUNNER, T. BUDAVÁRI, L. N. CAREY, M. A. CARR, F. J. CASTANDER, K. CHIU, M. J. COLLINGE, A. J. CONNOLLY, K. R. COVEY, I. CSABAI, J. J. DALCANTON, S. DODELSON, M. DOI, F. DONG, D. J. EISENSTEIN, M. L. EVANS et X. et al. FAN : The First Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *AJ*, 126:2081–2086, octobre 2003.
- R. G. ABRAHAM, N. R. TANVIR, B. X. SANTIAGO, R. S. ELLIS, K. GLAZEBROOK et S. VAN DEN BERGH : Galaxy morphology to I=25 mag in the Hubble Deep Field. *MNRAS*, 279:L47–L52, avril 1996.
- R. G. ABRAHAM, F. VALDES, H. K. C. YEE et S. VAN DEN BERGH : The morphologies of distant galaxies. 1 : an automated classification system. *ApJ*, 432:75–90, septembre 1994.
- R. G. ABRAHAM, S. VAN DEN BERGH et P. NAIR : A New Approach to Galaxy Morphology. I. Analysis of the Sloan Digital Sky Survey Early Data Release. *ApJ*, 588:218–229, mai 2003.
- C. ANGUITA, P. LOYOLA et M. H. PEDREROS : Proper Motion of the Large Magellanic Cloud using QSOS as an Inertial Reference System. *AJ*, 120:845–854, août 2000.
- T. E. ARMANDROFF, J. E. DAVIES et G. H. JACOBY : A Survey for Low Surface Brightness Galaxies around M31. I. The Newly Discovered Dwarf Andromeda V. *AJ*, 116:2287–2296, novembre 1998.
- H. ARP : Atlas of Peculiar Galaxies. *ApJS*, 14:1, novembre 1966.
- G. AVILA, I. GUINOUARD, L. JOCOU, F. GUILLON et F. BALSAMO : Optical fiber link between OzPoz, GIRAFFE, and UVES (FLAMES project). In M. IYE et A. F. M. MOORWOOD, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4841 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 997–1005, mars 2003.

- M. AZZARO, S. G. PATIRI, F. PRADA et A. R. ZENTNER : Angular distribution of satellite galaxies from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4. *MNRAS*, 376:L43–L47, mars 2007.
- J. BAILIN, C. POWER, P. NORBERG, D. ZARITSKY et B. K. GIBSON : The anisotropic distribution of satellite galaxies. *MNRAS*, 390:1133–1156, novembre 2008.
- P. BARMBY, M. L. N. ASHBY, L. BIANCHI, C. W. ENGELBRACHT, R. D. GEHRZ, K. D. GORDON, J. L. HINZ, J. P. HUCHRA, R. M. HUMPHREYS, M. A. PAHRE, P. G. PÉREZ-GONZÁLEZ, E. F. POLOMSKI, G. H. RIEKE, D. A. THILKER, S. P. WILLNER et C. E. WOODWARD : Dusty Waves on a Starry Sea : The Mid-Infrared View of M31. *ApJL*, 650:L45–L49, octobre 2006.
- E. E. BARNARD : New Nebula near General Catalogue No 4510. *Astronomische Nachrichten*, 110:125, octobre 1884.
- J. BARNES et G. EFSTATHIOU : Angular momentum from tidal torques. *ApJ*, 319:575–600, août 1987.
- J. E. BARNES : Encounters of disk/halo galaxies. *ApJ*, 331:699–717, août 1988.
- J. E. BARNES : Transformations of galaxies. I - Mergers of equal-mass stellar disks. *ApJ*, 393:484–507, juillet 1992.
- J. E. BARNES : Formation of gas discs in merging galaxies. *MNRAS*, 333:481–494, juillet 2002.
- J. E. BARNES et L. HERNQUIST : Formation of dwarf galaxies in tidal tails. *Nature*, 360:715–717, décembre 1992.
- J. E. BARNES et L. HERNQUIST : Transformations of Galaxies. II. Gasdynamics in Merging Disk Galaxies. *ApJ*, 471:115, novembre 1996.
- R. L. BEATON, S. R. MAJEWSKI, P. GUHATHAKURTA, M. F. SKRUTSKIE, R. M. CUTRI, J. GOOD, R. J. PATTERSON, E. ATHANASSOULA et M. BUREAU : Unveiling the Boxy Bulge and Bar of the Andromeda Spiral Galaxy. *ApJL*, 658:L91–L94, avril 2007.
- E. F. BELL, D. H. MCINTOSH, N. KATZ et M. D. WEINBERG : The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions. *ApJS*, 149:289–312, décembre 2003.
- E. F. BELL, C. T. SLATER et N. F. MARTIN : Andromeda XXIX : A New Dwarf Spheroidal Galaxy 200 kpc from Andromeda. *ApJL*, 742:L15, novembre 2011.
- M. BELLAZZINI, C. CACCIARI, L. FEDERICI, F. FUSI PECCI et M. RICH : The Andromeda project. I. Deep HST-WFPC2 V, I photometry of 16 fields toward the disk and the halo of the M 31 galaxy. Probing the stellar content and metallicity distribution. *A&A*, 405:867–901, juillet 2003.
- V. BELOKUROV, M. G. WALKER, N. W. EVANS, D. C. FARIA, G. GILMORE, M. J. IRWIN, S. KOPOSOV, M. MATEO, E. OLSZEWSKI et D. B. ZUCKER : Leo V : A Companion of a Companion of the Milky Way Galaxy ? *ApJL*, 686:L83–L86, octobre 2008.

-
- V. BELOKUROV, M. G. WALKER, N. W. EVANS, G. GILMORE, M. J. IRWIN, D. JUST, S. KOPOSOV, M. MATEO, E. OLSZEWSKI, L. WATKINS et L. WYRZYKOWSKI : Big Fish, Little Fish : Two New Ultra-faint Satellites of the Milky Way. *ApJL*, 712:L103–L106, mars 2010.
- V. BELOKUROV, M. G. WALKER, N. W. EVANS, G. GILMORE, M. J. IRWIN, M. MATEO, L. MAYER, E. OLSZEWSKI, J. BECHTOLD et T. PICKERING : The discovery of Segue 2 : a prototype of the population of satellites of satellites. *MNRAS*, 397:1748–1755, août 2009.
- V. BELOKUROV, D. B. ZUCKER, N. W. EVANS, J. T. KLEYNA, S. KOPOSOV, S. T. HODGKIN, M. J. IRWIN, G. GILMORE, M. I. WILKINSON, M. FELLHAUER, D. M. BRAMICH, P. C. HEWETT, S. VIDRIH, J. T. A. DE JONG, J. A. SMITH, H.-W. RIX, E. F. BELL, R. F. G. WYSE, H. J. NEWBERG, P. A. MAYEUR, B. YANNY, C. M. ROCKOSI, O. Y. GNEDIN, D. P. SCHNEIDER, T. C. BEERS, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, J. BRINKMANN, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : Cats and Dogs, Hair and a Hero : A Quintet of New Milky Way Companions. *ApJ*, 654:897–906, janvier 2007.
- V. BELOKUROV, D. B. ZUCKER, N. W. EVANS, M. I. WILKINSON, M. J. IRWIN, S. HODGKIN, D. M. BRAMICH, J. M. IRWIN, G. GILMORE, B. WILLMAN, S. VIDRIH, H. J. NEWBERG, R. F. G. WYSE, M. FELLHAUER, P. C. HEWETT, N. COLE, E. F. BELL, T. C. BEERS, C. M. ROCKOSI, B. YANNY, E. K. GREBEL, D. P. SCHNEIDER, R. LUPTON, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, J. BRINKMANN, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, A. NITTA, J. A. SMITH et S. A. SNEDDEN : A Faint New Milky Way Satellite in Bootes. *ApJL*, 647:L111–L114, août 2006.
- C. L. BENNETT, A. J. BANDAY, K. M. GORSKI, G. HINSHAW, P. JACKSON, P. KEEGSTRA, A. KOGUT, G. F. SMOOT, D. T. WILKINSON et E. L. WRIGHT : Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations : Maps and Basic Results. *ApJL*, 464:L1, juin 1996.
- A. J. BENSON, C. S. FRENK, C. G. LACEY, C. M. BAUGH et S. COLE : The effects of photoionization on galaxy formation - II. Satellite galaxies in the Local Group. *MNRAS*, 333:177–190, juin 2002.
- E. J. BERNARD, A. M. N. FERGUSON, M. K. BARKER, S. L. HIDALGO, R. A. IBATA, M. J. IRWIN, G. F. LEWIS, A. W. MCCONNACHIE, M. MONELLI et S. C. CHAPMAN : The star formation history and dust content in the far outer disc of M31. *MNRAS*, 420:2625–2643, mars 2012.
- E. BERTSCHINGER : Simulations of Structure Formation in the Universe. *ARAA*, 36:599–654, 1998.
- E. BERTSCHINGER : Multiscale Gaussian Random Fields and Their Application to Cosmological Simulations. *ApJS*, 137:1–20, novembre 2001.
- G. BESLA, N. KALLIVAYALIL, L. HERNQUIST, B. ROBERTSON, T. J. COX, R. P. VAN DER MAREL et C. ALCOCK : Are the Magellanic Clouds on Their First Passage about the Milky Way? *ApJ*, 668:949–967, octobre 2007.

- G. BESLA, N. KALLIVAYALIL, L. HERNQUIST, R. P. VAN DER MAREL, T. J. COX et D. KEREŠ : Simulations of the Magellanic Stream in a First Infall Scenario. *ApJL*, 721:L97–L101, octobre 2010.
- G. BESLA, N. KALLIVAYALIL, L. HERNQUIST, R. P. VAN DER MAREL, T. J. COX et D. KEREŠ : The role of dwarf galaxy interactions in shaping the Magellanic System and implications for Magellanic Irregulars. *MNRAS*, 421:2109–2138, avril 2012.
- J. BINNEY et S. TREMAINE : *Galactic dynamics*. 1987.
- Y. BIRNBOIM et A. DEKEL : Virial shocks in galactic haloes? *MNRAS*, 345:349–364, octobre 2003.
- A. BLECHA, V. CAYATTE, P. NORTH, F. ROYER et G. SIMOND : Data-reduction software for GIRAFFE, the VLT medium-resolution multi-object fiber-fed spectrograph. In M. IYE et A. F. MOORWOOD, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4008 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 467–474, août 2000.
- G. R. BLUMENTHAL, S. M. FABER, R. FLORES et J. R. PRIMACK : Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall. *ApJ*, 301:27–34, février 1986.
- G. R. BLUMENTHAL, S. M. FABER, J. R. PRIMACK et M. J. REES : Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, 311:517–525, octobre 1984.
- T. BOROSON : The distribution of luminosity in spiral galaxies. *ApJS*, 46:177–209, juin 1981.
- N. BOUCHÉ, G. CRESCI, R. DAVIES, F. EISENHAEUER, N. M. FÖRSTER SCHREIBER, R. GENZEL, S. GILLESSEN, M. LEHNERT, D. LUTZ, N. NESVADBA, K. L. SHAPIRO, A. STERNBERG, L. J. TACCONI, A. VERMA, A. CIMATTI, E. DADDI, A. RENZINI, D. K. ERB, A. SHAPLEY et C. C. STEIDEL : Dynamical Properties of $z \sim 2$ Star-forming Galaxies and a Universal Star Formation Relation. *ApJ*, 671:303–309, décembre 2007.
- F. BOURNAUD et P.-A. DUC : From tidal dwarf galaxies to satellite galaxies. *A&A*, 456:481–492, septembre 2006.
- F. BOURNAUD, P.-A. DUC, P. AMRAM, F. COMBES et J.-L. GACH : Kinematics of tidal tails in interacting galaxies : Tidal dwarf galaxies and projection effects. *A&A*, 425:813–823, octobre 2004.
- F. BOURNAUD, P.-A. DUC, E. BRINKS, M. BOQUIEN, P. AMRAM, U. LISENFELD, B. S. KORIBALSKI, F. WALTER et V. CHARMANDARIS : Missing Mass in Collisional Debris from Galaxies. *Science*, 316:1166–, mai 2007.
- F. BOURNAUD, P.-A. DUC et E. EMSELLEM : High-resolution simulations of galaxy mergers : resolving globular cluster formation. *MNRAS*, 389:L8–L12, septembre 2008.
- F. BOURNAUD, P.-A. DUC et F. MASSET : The large extent of dark matter haloes probed by the formation of tidal dwarf galaxies. *A&A*, 411:L469–L472, décembre 2003.

-
- M. S. BOVILL et M. RICOTTI : Pre-Reionization Fossils, Ultra-Faint Dwarfs, and the Missing Galactic Satellite Problem. *ApJ*, 693:1859–1870, mars 2009.
- M. BOYLAN-KOLCHIN, J. S. BULLOCK et M. KAPLINGHAT : The Milky Way’s bright satellites as an apparent failure of Λ CDM. *MNRAS*, 422:1203–1218, mai 2012.
- M. BOYLAN-KOLCHIN, V. SPRINGEL, S. D. M. WHITE, A. JENKINS et G. LEMSON : Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation. *MNRAS*, 398:1150–1164, septembre 2009.
- J. BRAINE, P.-A. DUC, U. LISENFELD, V. CHARMANDARIS, O. VALLEJO, S. LEON et E. BRINKS : Abundant molecular gas in tidal dwarf galaxies : On-going galaxy formation. *A&A*, 378:51–69, octobre 2001.
- R. BRAUN : The distribution and kinematics of neutral gas in M31. *ApJ*, 372:54–66, mai 1991.
- R. BRAUN, D. A. THILKER, R. A. M. WALTERBOS et E. CORBELLI : A Wide-Field High-Resolution H I Mosaic of Messier 31. I. Opaque Atomic Gas and Star Formation Rate Density. *ApJ*, 695:937–953, avril 2009.
- J. BRINCHMANN, R. ABRAHAM, D. SCHADE, L. TRESSE, R. S. ELLIS, S. LILLY, O. LE FEVRE, K. GLAZEBROOK, F. HAMMER, M. COLLESS, D. CRAMPTON et T. BROADHURST : Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. I. Morphological Properties. *ApJ*, 499:112, mai 1998.
- E. BRINKS et W. B. BURTON : A high resolution hydrogen line survey of Messier 31. II - The warped flaring hydrogen layer. *A&A*, 141:195–214, décembre 1984.
- C. B. BROOK, D. KAWATA, B. K. GIBSON et K. C. FREEMAN : The Emergence of the Thick Disk in a Cold Dark Matter Universe. *ApJ*, 612:894–899, septembre 2004.
- T. M. BROWN, R. BEATON, M. CHIBA, H. C. FERGUSON, K. M. GILBERT, P. GUHATHAKURTA, M. IYE, J. S. KALIRAI, A. KOCH, Y. KOMIYAMA, S. R. MAJEWSKI, D. B. REITZEL, A. RENZINI, R. M. RICH, E. SMITH, A. V. SWEIGART et M. TANAKA : The Extended Star Formation History of the Andromeda Spheroid at 35 kpc on the Minor Axis. *ApJL*, 685:L121–L124, octobre 2008.
- T. M. BROWN, H. C. FERGUSON, E. SMITH, R. A. KIMBLE, A. V. SWEIGART, A. RENZINI et R. M. RICH : RR Lyrae Stars in the Andromeda Halo from Deep Imaging with the Advanced Camera for Surveys. *AJ*, 127:2738–2752, mai 2004.
- T. M. BROWN, H. C. FERGUSON, E. SMITH, R. A. KIMBLE, A. V. SWEIGART, A. RENZINI, R. M. RICH et D. A. VANDENBERG : Evidence of a Significant Intermediate-Age Population in the M31 Halo from Main-Sequence Photometry. *ApJL*, 592:L17–L20, juillet 2003.
- T. M. BROWN, E. SMITH, H. C. FERGUSON, P. GUHATHAKURTA, J. S. KALIRAI, R. M. RICH, A. RENZINI, A. V. SWEIGART, D. REITZEL, K. M. GILBERT et M. GEHA : The Extended Star Formation History of the Andromeda Spheroid at 21 kpc on the Minor Axis. *ApJL*, 658:L95–L98, avril 2007.

- T. M. BROWN, E. SMITH, H. C. FERGUSON, R. M. RICH, P. GUHATHAKURTA, A. RENZINI, A. V. SWEIGART et R. A. KIMBLE : The Detailed Star Formation History in the Spheroid, Outer Disk, and Tidal Stream of the Andromeda Galaxy. *ApJ*, 652:323–353, novembre 2006a.
- T. M. BROWN, E. SMITH, P. GUHATHAKURTA, R. M. RICH, H. C. FERGUSON, A. RENZINI, A. V. SWEIGART et R. A. KIMBLE : Deep Photometry of Andromeda Reveals Striking Similarities in the Tidal Stream and Spheroid Populations. *ApJL*, 636:L89–L92, janvier 2006b.
- A. BRUNTHALER, M. J. REID, H. FALCKE, L. J. GREENHILL et C. HENKEL : The Geometric Distance and Proper Motion of the Triangulum Galaxy (M33). *Science*, 307:1440–1443, mars 2005.
- A. BRUNTHALER, M. J. REID, H. FALCKE, C. HENKEL et K. M. MENTEN : The proper motion of the Local Group galaxy IC 10. *A&A*, 462:101–106, janvier 2007.
- G. BRUZUAL et S. CHARLOT : Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344:1000–1028, octobre 2003.
- J. S. BULLOCK, A. V. KRAVTSOV et D. H. WEINBERG : Reionization and the Abundance of Galactic Satellites. *ApJ*, 539:517–521, août 2000.
- M. T. BUSHA, M. A. ALVAREZ, R. H. WECHSLER, T. ABEL et L. E. STRIGARI : The Impact of Inhomogeneous Reionization on the Satellite Galaxy Population of the Milky Way. *ApJ*, 710:408–420, février 2010.
- R. BUTA, S. MITRA, G. DE VAUCOULEURS et H. G. CORWIN, Jr. : Mean morphological types of bright galaxies. *AJ*, 107:118–134, janvier 1994.
- R. D. CANNON, T. G. HAWARDEN et S. B. TRITTON : A new Sculptor-type dwarf elliptical galaxy in Carina. *MNRAS*, 180:81P–82P, septembre 1977.
- C. CARIGNAN, L. CHEMIN, W. K. HUCHTMEIER et F. J. LOCKMAN : The Extended H I Rotation Curve and Mass Distribution of M31. *ApJL*, 641:L109–L112, avril 2006.
- D. I. CASSETTI-DINESCU, T. M. GIRARD, I. PLATAIS et W. F. VAN ALTENA : Detection of a Stellar Stream Behind Open Cluster NGC 188 : Another Part of the Monoceros Stream. *AJ*, 139:1889–1898, mai 2010.
- P. CASSATA, A. CIMATTI, A. FRANCESCHINI, E. DADDI, E. PIGNATELLI, G. FASANO, G. RODIGHIERO, L. POZZETTI, M. MIGNOLI et A. RENZINI : The evolution of the galaxy B-band rest-frame morphology to $z \sim 2$: new clues from the K20/GOODS sample. *MNRAS*, 357:903–917, mars 2005.
- D. A. CESARSKY, J. LEQUEUX, S. LAUSTSEN, H.-E. SCHUSTER et R. M. WEST : Two new faint stellar systems discovered on ESO Schmidt plates. *A&A*, 61:L31–L33, novembre 1977.
- S. CHANDRASEKHAR : Dynamical Friction. I. General Considerations : the Coefficient of Dynamical Friction. *ApJ*, 97:255, mars 1943a.
- S. CHANDRASEKHAR : Dynamical Friction. II. The Rate of Escape of Stars from Clusters and the Evidence for the Operation of Dynamical Friction. *ApJ*, 97:263, mars 1943b.

-
- S. CHANDRASEKHAR : Dynamical Friction. III. a More Exact Theory of the Rate of Escape of Stars from Clusters. *ApJ*, 98:54, juillet 1943c.
- S. C. CHAPMAN, R. IBATA, G. F. LEWIS, A. M. N. FERGUSON, M. IRWIN, A. McCONNACHIE et N. TANVIR : A Kinematically Selected, Metal-poor Stellar Halo in the Outskirts of M31. *ApJ*, 653:255–266, décembre 2006.
- S. C. CHAPMAN, L. WIDROW, M. L. M. COLLINS, J. DUBINSKI, R. A. IBATA, J. PENARRUBIA, M. RICH, A. M. N. FERGUSON, M. J. IRWIN, G. F. LEWIS, N. MARTIN, A. McCONNACHIE et N. TANVIR : Dynamics in the satellite system of Triangulum : Is AndXXII a dwarf satellite of M33 ? *ArXiv e-prints*, juin 2012.
- S. CHARLOT : Spectral Evolution of Galaxies. In E. MARTINEZ-GONZALEZ et J. L. SANZ, éditeurs : *The Universe at High-z, Large-Scale Structure and the Cosmic Microwave Background*, volume 470 de *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 53, 1996.
- L. CHEMIN, C. CARIGNAN et T. FOSTER : H I Kinematics and Dynamics of Messier 31. *ApJ*, 705:1395–1415, novembre 2009.
- P. I. CHOI, P. GUHATHAKURTA et K. V. JOHNSTON : Tidal Interaction of M32 and NGC 205 with M31 : Surface Photometry and Numerical Simulations. *AJ*, 124:310–331, juillet 2002.
- A. CIMATTI, E. DADDI, M. MIGNOLI, L. POZZETTI, A. RENZINI, G. ZAMORANI, T. BROADHURST, A. FONTANA, P. SARACCO, F. POLI, S. CRISTIANI, S. D’ODORICO, E. GIALLONGO, R. GILMOZZI et N. MENCI : The K20 survey. I. Disentangling old and dusty star-forming galaxies in the ERO population. *A&A*, 381:L68–L72, janvier 2002.
- S. COLE et C. LACEY : The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models. *MNRAS*, 281:716, juillet 1996.
- S. COLE, C. G. LACEY, C. M. BAUGH et C. S. FRENK : Hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 319:168–204, novembre 2000.
- M. COLLESS, G. DALTON, S. MADDOX, W. SUTHERLAND, P. NORBERG, S. COLE, J. BLAND-HAWTHORN, T. BRIDGES, R. CANNON, C. COLLINS, W. COUCH, N. CROSS, K. DEELEY, R. DE PROPRIIS, S. P. DRIVER, G. EFSTATHIOU, R. S. ELLIS, C. S. FRENK, K. GLAZEBROOK, C. JACKSON, O. LAHAV, I. LEWIS, S. LUMSDEN, D. MADGWICK, J. A. PEACOCK, B. A. PETERSON, I. PRICE, M. SEABORNE et K. TAYLOR : The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectra and redshifts. *MNRAS*, 328:1039–1063, décembre 2001.
- M. L. M. COLLINS, S. C. CHAPMAN, R. A. IBATA, M. J. IRWIN, R. M. RICH, A. M. N. FERGUSON, G. F. LEWIS, N. TANVIR et A. KOCH : The kinematic identification of a thick stellar disc in M31. *MNRAS*, 413:1548–1568, mai 2011.
- S. COMERÓN, B. G. ELMEGREEN, J. H. KNAPEN, H. SALO, E. LAURIKAINEN, J. LAINE, E. ATHANASSOULA, A. BOSMA, K. SHETH, M. W. REGAN, J. L. HINZ, A. GIL DE PAZ, K. MENÉNDEZ-DELMESTRE, T. MIZUSAWA, J.-C. MUÑOZ-MATEOS, M. SEIBERT, T. KIM, D. M. ELMEGREEN, D. A. GADOTTI, L. C. HO, B. W. HOLWERDA, J. LAPPALAINEN, E. SCHINNERER et R. SKIBBA : Thick Disks of Edge-on Galaxies Seen through the Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S⁴G) : Lair of Missing Baryons ? *ApJ*, 741:28, novembre 2011a.

- S. COMERÓN, B. G. ELMEGREEN, H. SALO, E. LAURIKAINEN, E. ATHANASSOULA, A. BOSMA, J. H. KNAPEN, D. A. GADOTTI, K. SHETH, J. L. HINZ, M. W. REGAN, A. GIL DE PAZ, J. C. MUÑOZ-MATEOS, K. MENÉNDEZ-DELMESTRE, M. SEIBERT, T. KIM, T. MIZUSAWA, J. LAINE, L. C. HO et B. HOLWERDA : Breaks in Thin and Thick Disks of Edge-on Galaxies Imaged in the Spitzer Survey Stellar Structure in Galaxies (S⁴G). *ApJ*, 759:98, novembre 2012.
- S. COMERÓN, J. H. KNAPEN, K. SHETH, M. W. REGAN, J. L. HINZ, A. GIL DE PAZ, K. MENÉNDEZ-DELMESTRE, J.-C. MUÑOZ-MATEOS, M. SEIBERT, T. KIM, E. ATHANASSOULA, A. BOSMA, R. J. BUTA, B. G. ELMEGREEN, L. C. HO, B. W. HOLWERDA, E. LAURIKAINEN, H. SALO et E. SCHINNERER : The Thick Disk in the Galaxy NGC 4244 from S⁴G Imaging. *ApJ*, 729:18, mars 2011b.
- T. W. CONNORS, D. KAWATA et B. K. GIBSON : N-body simulations of the Magellanic stream. *MNRAS*, 371:108–120, septembre 2006.
- C. J. CONSELICE : The Relationship between Stellar Light Distributions of Galaxies and Their Formation Histories. *ApJS*, 147:1–28, juillet 2003.
- C. J. CONSELICE, M. A. BERSHADY et A. JANGREN : The Asymmetry of Galaxies : Physical Morphology for Nearby and High-Redshift Galaxies. *ApJ*, 529:886–910, février 2000.
- C. J. CONSELICE, S. RAJGOR et R. MYERS : The structures of distant galaxies - I. Galaxy structures and the merger rate to $z \sim 3$ in the Hubble Ultra-Deep Field. *MNRAS*, 386:909–927, mai 2008.
- T. CONTINI, B. GARILLI, O. LE FÈVRE, M. KISSLER-PATIG, P. AMRAM, B. EPINAT, J. MOULTAKA, L. PAIORO, J. QUEYREL, L. TASCA, L. TRESSE, D. VERGANI, C. LÓPEZ-SANJUAN et E. PEREZ-MONTERO : MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. I. Survey description and global properties of the $0.9 < z < 1.8$ galaxy sample. *A&A*, 539:A91, mars 2012.
- E. CORBELLI, S. LORENZONI, R. WALTERBOS, R. BRAUN et D. THILKER : A wide-field H I mosaic of Messier 31. II. The disk warp, rotation, and the dark matter halo. *A&A*, 511:A89, février 2010.
- S. CÔTÉ, C. CARIGNAN et K. C. FREEMAN : The Various Kinematics of Dwarf Irregular Galaxies in Nearby Groups and Their Dark Matter Distributions. *AJ*, 120:3027–3059, décembre 2000.
- S. COURTEAU, L. M. WIDROW, M. McDONALD, P. GUHATHAKURTA, K. M. GILBERT, Y. ZHU, R. L. BEATON et S. R. MAJEWSKI : The Luminosity Profile and Structural Parameters of the Andromeda Galaxy. *ApJ*, 739:20, septembre 2011.
- T. J. COX, P. JONSSON, R. S. SOMERVILLE, J. R. PRIMACK et A. DEKEL : The effect of galaxy mass ratio on merger-driven starbursts. *MNRAS*, 384:386–409, février 2008.
- R. A. CRAIN, I. G. MCCARTHY, C. S. FRENK, T. THEUNS et J. SCHAYE : X-ray coronae in simulations of disc galaxy formation. *MNRAS*, 407:1403–1422, septembre 2010.
- T. R. CRAM, M. S. ROBERTS et R. N. WHITEHURST : A complete, high-sensitivity 21-cm hydrogen line survey of M31. *A&AS*, 40:215–248, mai 1980.

- G. CRESCI, E. K. S. HICKS, R. GENZEL, N. M. F. SCHREIBER, R. DAVIES, N. BOUCHÉ, P. BUSCHKAMP, S. GENEL, K. SHAPIRO, L. TACCONI, J. SOMMER-LARSEN, A. BURKERT, F. EISENHAUER, O. GERHARD, D. LUTZ, T. NAAB, A. STERNBERG, A. CIMATTI, E. DADDI, D. K. ERB, J. KURK, S. L. LILLY, A. RENZINI, A. SHAPLEY, C. C. STEIDEL et K. CAPUTI : The SINS Survey : Modeling the Dynamics of $z \sim 2$ Galaxies and the High- z Tully-Fisher Relation. *ApJ*, 697:115–132, mai 2009.
- J. J. DALCANTON, B. F. WILLIAMS, D. LANG, T. R. LAUER, J. S. KALIRAI, A. C. SETH, A. DOLPHIN, P. ROSENFELD, D. R. WEISZ, E. F. BELL, L. C. BIANCHI, M. L. BOYER, N. CALDWELL, H. DONG, C. E. DORMAN, K. M. GILBERT, L. GIRARDI, S. M. GOGARTEN, K. D. GORDON, P. GUHATHAKURTA, P. W. HODGE, J. A. HOLTZMAN, L. C. JOHNSON, S. S. LARSEN, A. LEWIS, J. L. MELBOURNE, K. A. G. OLSEN, H.-W. RIX, K. ROSEMA, A. SAHA, A. SARAJEDINI, E. D. SKILLMAN et K. Z. STANEK : The Panchromatic Hubble Andromeda Treasury. *ApJS*, 200:18, juin 2012.
- M. DANOVICH, A. DEKEL, O. HAHN et R. TEYSSIER : Coplanar streams, pancakes and angular-momentum exchange in high- z disc galaxies. *MNRAS*, 422:1732–1749, mai 2012.
- T. J. DAVIDGE, A. W. MCCONNACHIE, M. A. FARDAL, J. FLIRI, D. VALLS-GABAUD, S. C. CHAPMAN, G. F. LEWIS et R. M. RICH : The Recent Stellar Archeology of M31-The Nearest Red Disk Galaxy. *ApJ*, 751:74, mai 2012.
- R. D. DAVIES et A. E. WRIGHT : A tidal origin for the Magellanic Stream. *MNRAS*, 180:71–88, juillet 1977.
- G. DE LUCIA, V. SPRINGEL, S. D. M. WHITE, D. CROTON et G. KAUFFMANN : The formation history of elliptical galaxies. *MNRAS*, 366:499–509, février 2006.
- G. DE VAUCOULEURS : On the distribution of mass and luminosity in elliptical galaxies. *MNRAS*, 113:134, 1953.
- G. DE VAUCOULEURS : Classification and Morphology of External Galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:275, 1959.
- G. DE VAUCOULEURS : Quantitative classification of the Galaxy from new data on the photometric properties of its spheroidal and disk components. In W. B. BURTON, éditeur : *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, volume 84 de *IAU Symposium*, pages 203–208, 1979.
- A. J. DEASON, I. G. MCCARTHY, A. S. FONT, N. W. EVANS, C. S. FRENK, V. BELOKUROV, N. I. LIBESKIND, R. A. CRAIN et T. THEUNS : Mismatch and misalignment : dark haloes and satellites of disc galaxies. *MNRAS*, 415:2607–2625, août 2011.
- A. DEKEL et Y. BIRNBOIM : Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating. *MNRAS*, 368:2–20, mai 2006.
- A. DEKEL, Y. BIRNBOIM, G. ENGEL, J. FREUNDLICH, T. GOERDT, M. MUMCUOGLU, E. NEUSTEIN, C. PICHON, R. TEYSSIER et E. ZINGER : Cold streams in early massive hot haloes as the main mode of galaxy formation. *Nature*, 457:451–454, janvier 2009.

- A. DEKEL et J. SILK : The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation. *ApJ*, 303:39–55, avril 1986.
- R. DELGADO-SERRANO, F. HAMMER, Y. B. YANG, M. PUECH, H. FLORES et M. RODRIGUES : How was the Hubble sequence 6 Gyr ago? *A&A*, 509:A78, janvier 2010.
- M. DICKINSON, M. GIAVALISCO et GOODS TEAM : The Great Observatories Origins Deep Survey. In R. BENDER et A. RENZINI, éditeurs : *The Mass of Galaxies at Low and High Redshift*, page 324, 2003.
- J. DIEMAND, M. KUHLEN et P. MADAU : Dark Matter Substructure and Gamma-Ray Annihilation in the Milky Way Halo. *ApJ*, 657:262–270, mars 2007a.
- J. DIEMAND, M. KUHLEN et P. MADAU : Formation and Evolution of Galaxy Dark Matter Halos and Their Substructure. *ApJ*, 667:859–877, octobre 2007b.
- M. DIERICKX, R. KLEMENT, H.-W. RIX et C. LIU : Observational Evidence from SDSS for a Merger Origin of the Milky Way’s Thick Disk. *ApJL*, 725:L186–L190, décembre 2010.
- A. E. DOLPHIN, D. R. WEISZ, E. D. SKILLMAN et J. A. HOLTZMAN : Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galaxies. *ArXiv Astrophysics e-prints*, juin 2005.
- E. D’ONGHIA et G. LAKE : Small Dwarf Galaxies within Larger Dwarfs : Why Some Are Luminous while Most Go Dark. *ApJL*, 686:L61–L65, octobre 2008.
- P.-A. DUC, F. BOURNAUD et F. MASSET : A top-down scenario for the formation of massive Tidal Dwarf Galaxies. *A&A*, 427:803–814, décembre 2004.
- P.-A. DUC, E. BRINKS, V. SPRINGEL, B. PICHARDO, P. WEILBACHER et I. F. MIRABEL : Formation of a Tidal Dwarf Galaxy in the Interacting System Arp 245 (NGC 2992/93). *AJ*, 120:1238–1264, septembre 2000.
- P.-A. DUC et I. F. MIRABEL : Young tidal dwarf galaxies around the gas-rich disturbed lenticular NGC 5291. *A&A*, 333:813–826, mai 1998.
- P. R. DURRELL, W. E. HARRIS et C. J. PRITCHET : Photometry and the Metallicity Distribution of the Outer Halo of M31. *AJ*, 121:2557–2571, mai 2001.
- P. R. DURRELL, W. E. HARRIS et C. J. PRITCHET : Photometry and the Metallicity Distribution of the Outer Halo of M31. II. The 30 Kiloparsec Field. *AJ*, 128:260–270, juillet 2004.
- G. EFSTATHIOU : Suppressing the formation of dwarf galaxies via photoionization. *MNRAS*, 256:43P–47P, mai 1992.
- F. EISENHAEUER, R. ABUTER, K. BICKERT, F. BIANCAT-MARCHET, H. BONNET, J. BRYNNEL, R. D. CONZELMANN, B. DELABRE, R. DONALDSON, J. FARINATO, E. FEDRIGO, R. GENZEL, N. N. HUBIN, C. ISERLOHE, M. E. KASPER, M. KISSLER-PATIG, G. J. MONNET, C. ROEHRLE, J. SCHREIBER, S. STROEBELE, M. TECZA, N. A. THATTE et H. WEISZ : SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT. In M. IYE et A. F. M. MOORWOOD, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*

-
- Series*, volume 4841 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 1548–1561, mars 2003.
- B. G. ELMEGREEN, M. KAUFMAN et M. THOMASSON : An interaction model for the formation of dwarf galaxies and 10 exp 8 solar mass clouds in spiral disks. *ApJ*, 412:90–98, juillet 1993.
- D. T. EMERSON : High resolution observations of neutral hydrogen in M31. I. *MNRAS*, 169:607–629, décembre 1974.
- D. T. EMERSON : High resolution observations of neutral hydrogen in M31. II - The velocity field. *MNRAS*, 176:321–343, août 1976.
- B. EPINAT, P. AMRAM, C. BALKOWSKI et M. MARCELIN : Evidence for strong dynamical evolution in disk galaxies through the last 11 Gyr. GHASP VIII : A local reference sample of rotating disk galaxies for high redshift studies. *ArXiv e-prints*, avril 2009.
- B. EPINAT, L. TASCA, P. AMRAM, T. CONTINI, O. LE FÈVRE, J. QUEYREL, D. VERGANI, B. GARRILLI, M. KISSLER-PATIG, J. MOULTAKA, L. PAIORO, L. TRESSE, F. BOURNAUD, C. LÓPEZ-SANJUAN et V. PERRET : MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. II. Kinematics and close environment classification. *A&A*, 539:A92, mars 2012.
- L. K. ERICKSON, S. T. GOTTESMAN et J. H. HUNTER, Jr. : Mass distribution in spiral galaxies. *Nature*, 325:779–782, février 1987.
- L. K. ERICKSON, S. T. GOTTESMAN et J. H. HUNTER, Jr. : Satellites as Probes of the Masses of Spiral Galaxies. *ApJ*, 515:153–168, avril 1999.
- N. W. EVANS et M. I. WILKINSON : The mass of the Andromeda galaxy. *MNRAS*, 316:929–942, août 2000.
- N. W. EVANS, M. I. WILKINSON, P. GUHATHAKURTA, E. K. GREBEL et S. S. VOGT : Dynamical Mass Estimates for the Halo of M31 from Keck Spectroscopy. *ApJL*, 540:L9–L12, septembre 2000.
- S. FABER : Cosmic Assembly Near-IR Deep Extragalactic Legacy Survey – GOODS-South Field, Non-SNe-Searched Visits. In *HST Proposal*, page 12440, juillet 2010.
- S. M. FABER et J. S. GALLAGHER : Masses and mass-to-light ratios of galaxies. *ARAA*, 17:135–187, 1979.
- S. M. FABER et R. E. JACKSON : Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *ApJ*, 204:668–683, mars 1976.
- M. H. FABRICIUS, R. P. SAGLIA, D. B. FISHER, N. DRORY, R. BENDER et U. HOPP : Kinematic Signatures of Bulges Correlate with Bulge Morphologies and Sérsic Index. *ApJ*, 754:67, juillet 2012.
- S. M. FALL et G. EFSTATHIOU : Formation and rotation of disc galaxies with haloes. *MNRAS*, 193:189–206, octobre 1980.

- B. FAMAËY et S. S. MCGAUGH : Modified Newtonian Dynamics (MOND) : Observational Phenomenology and Relativistic Extensions. *Living Reviews in Relativity*, 15:10, septembre 2012.
- M. A. FARDAL, A. BABUL, J. J. GEEHAN et P. GUHATHAKURTA : Investigating the Andromeda stream - II. Orbital fits and properties of the progenitor. *MNRAS*, 366:1012–1028, mars 2006.
- R. FAROUKI et S. L. SHAPIRO : Computer simulations of environmental influences on galaxy evolution in dense clusters. I - Ram-pressure stripping. *ApJ*, 241:928–945, novembre 1980.
- A. M. N. FERGUSON, M. J. IRWIN, R. A. IBATA, G. F. LEWIS et N. R. TANVIR : Evidence for Stellar Substructure in the Halo and Outer Disk of M31. *AJ*, 124:1452–1463, septembre 2002.
- A. M. N. FERGUSON et R. A. JOHNSON : Constraints on Galaxy Formation from Stars in the Far Outer Disk of M31. *ApJL*, 559:L13–L16, septembre 2001.
- S. L. FINKELSTEIN, C. PAPOVICH, B. SALMON, K. FINLATOR, M. DICKINSON, H. C. FERGUSON, M. GIAVALISCO, A. M. KOEKEMOER, N. A. REDDY, R. BASSETT, C. J. CONSELICE, J. S. DUNLOP, S. M. FABER, N. A. GROGIN, N. P. HATHI, D. D. KOCEVSKI, K. LAI, K.-S. LEE, R. J. MCLURE, B. MOBASHER et J. A. NEWMAN : CANDELS : The Evolution of Galaxy Rest-Frame Ultraviolet Colors from $z = 8$ to 4. *ArXiv e-prints*, octobre 2011.
- D. B. FISHER et N. DRORY : The Structure of Classical Bulges and Pseudobulges : the Link Between Pseudobulges and SÉRSIC Index. *AJ*, 136:773–839, août 2008.
- H. FLORES, F. HAMMER, M. PUECH, P. AMRAM et C. BALKOWSKI : 3D spectroscopy with VLT/GIRAFFE. I. The true Tully Fisher relationship at $z = 0.6$. *A&A*, 455:107–118, août 2006.
- A. S. FONT, K. V. JOHNSTON, A. M. N. FERGUSON, J. S. BULLOCK, B. E. ROBERTSON, J. TUMLINSON et P. GUHATHAKURTA : The Stellar Content of Galaxy Halos : A Comparison between Λ CDM Models and Observations of M31. *ApJ*, 673:215–225, janvier 2008.
- A. S. FONT, K. V. JOHNSTON, P. GUHATHAKURTA, S. R. MAJEWSKI et R. M. RICH : Dynamics and Stellar Content of the Giant Southern Stream in M31. II. Interpretation. *AJ*, 131:1436–1444, mars 2006.
- A. S. FONT, I. G. MCCARTHY, R. A. CRAIN, T. THEUNS, J. SCHAYE, R. P. C. WIERSMA et C. DALLA VECCHIA : Cosmological simulations of the formation of the stellar haloes around disc galaxies. *MNRAS*, 416:2802–2820, octobre 2011.
- J. E. FORERO-ROMERO, Y. HOFFMAN, G. YEPES, S. GOTTLÖBER, R. PIONTEK, A. KLYPIN et M. STEINMETZ : The dark matter assembly of the Local Group in constrained cosmological simulations of a Λ cold dark matter universe. *MNRAS*, 417:1434–1443, octobre 2011.
- N. M. FÖRSTER SCHREIBER, R. GENZEL, N. BOUCHÉ, G. CRESCI, R. DAVIES, P. BUSCHKAMP, K. SHAPIRO, L. J. TACCONI, E. K. S. HICKS, S. GENEL, A. E. SHAPLEY, D. K. ERB, C. C. STEIDEL, D. LUTZ, F. EISENHAEUER, S. GILLESSEN, A. STERNBERG, A. RENZINI, A. CIMATTI, E. DADDI, J. KURK, S. LILLY, X. KONG, M. D. LEHNERT, N. NESVADBA, A. VERMA, H. MCCRACKEN, N. ARIMOTO, M. MIGNOLI et M. ONODERA : The SINS Survey : SINFONI Integral Field Spectroscopy of $z \sim 2$ Star-forming Galaxies. *ApJ*, 706:1364–1428, décembre 2009.

-
- N. M. FÖRSTER SCHREIBER, R. GENZEL, M. D. LEHNERT, N. BOUCHÉ, A. VERMA, D. K. ERB, A. E. SHAPLEY, C. C. STEIDEL, R. DAVIES, D. LUTZ, N. NESVADBA, L. J. TACCONI, F. EISENHAEUER, R. ABUTER, A. GILBERT, S. GILLESSEN et A. STERNBERG : SINFONI Integral Field Spectroscopy of $z \sim 2$ UV-selected Galaxies : Rotation Curves and Dynamical Evolution. *ApJ*, 645:1062–1075, juillet 2006.
- S. FOUQUET, F. HAMMER, Y. YANG, M. PUECH et H. FLORES : Does the dwarf galaxy system of the Milky Way originate from Andromeda? *ArXiv e-prints*, septembre 2012.
- K. C. FREEMAN : On the Disks of Spiral and so Galaxies. *ApJ*, 160:811, juin 1970.
- J. GAN, X. KANG, F. C. VAN DEN BOSCH et J. HOU : An improved model for the dynamical evolution of dark matter subhaloes. *MNRAS*, 408:2201–2212, novembre 2010.
- O. GARRIDO, M. MARCELIN, P. AMRAM et J. BOULESTEIX : GHASP : An $H\alpha$ kinematic survey of spiral and irregular galaxies. I. Velocity fields and rotation curves of 23 galaxies. *A&A*, 387:821–829, juin 2002.
- J. J. GEEHAN, M. A. FARDAL, A. BABUL et P. GUHATHAKURTA : Investigating the Andromeda stream - I. Simple analytic bulge-disc-halo model for M31. *MNRAS*, 366:996–1011, mars 2006.
- G. GENTILE, B. FAMAHEY, F. COMBES, P. KROUPA, H. S. ZHAO et O. TIRET : Tidal dwarf galaxies as a test of fundamental physics. *A&A*, 472:L25–L28, septembre 2007.
- R. GENZEL, A. BURKERT, N. BOUCHÉ, G. CRESCI, N. M. FÖRSTER SCHREIBER, A. SHAPLEY, K. SHAPIRO, L. J. TACCONI, P. BUSCHKAMP, A. CIMATTI, E. DADDI, R. DAVIES, F. EISENHAEUER, D. K. ERB, S. GENEL, O. GERHARD, E. HICKS, D. LUTZ, T. NAAB, T. OTT, S. RABBIEN, A. RENZINI, C. C. STEIDEL, A. STERNBERG et S. J. LILLY : From Rings to Bulges : Evidence for Rapid Secular Galaxy Evolution at $z \sim 2$ from Integral Field Spectroscopy in the SINS Survey. *ApJ*, 687:59–77, novembre 2008.
- R. GENZEL, S. NEWMAN, T. JONES, N. M. FÖRSTER SCHREIBER, K. SHAPIRO, S. GENEL, S. J. LILLY, A. RENZINI, L. J. TACCONI, N. BOUCHÉ, A. BURKERT, G. CRESCI, P. BUSCHKAMP, C. M. CAROLLO, D. CEVERINO, R. DAVIES, A. DEKEL, F. EISENHAEUER, E. HICKS, J. KURK, D. LUTZ, C. MANCINI, T. NAAB, Y. PENG, A. STERNBERG, D. VERGANI et G. ZAMORANI : The Sins Survey of $z \sim 2$ Galaxy Kinematics : Properties of the Giant Star-forming Clumps. *ApJ*, 733:101, juin 2011.
- R. GENZEL, L. J. TACCONI, F. EISENHAEUER, N. M. FÖRSTER SCHREIBER, A. CIMATTI, E. DADDI, N. BOUCHÉ, R. DAVIES, M. D. LEHNERT, D. LUTZ, N. NESVADBA, A. VERMA, R. ABUTER, K. SHAPIRO, A. STERNBERG, A. RENZINI, X. KONG, N. ARIMOTO et M. MIGNOLI : The rapid formation of a large rotating disk galaxy three billion years after the Big Bang. *Nature*, 442:786–789, août 2006.
- R. GIACCONI, A. ZIRM, J. WANG, P. ROSATI, M. NONINO, P. TOZZI, R. GILLI, V. MAINIERI, G. HASINGER, L. KEWLEY, J. BERGERON, S. BORGANI, R. GILMOZZI, N. GROGIN, A. KOEKEMOER, E. SCHREIER, W. ZHENG et C. NORMAN : Chandra Deep Field South : The 1 Ms Catalog. *ApJS*, 139:369–410, avril 2002.

- K. M. GILBERT, P. GUHATHAKURTA, R. L. BEATON, J. BULLOCK, M. C. GEHA, J. S. KALIRAI, E. N. KIRBY, S. R. MAJEWSKI, J. C. OSTHEIMER, R. J. PATTERSON, E. J. TOLLERUD, M. TANAKA et M. CHIBA : Global Properties of M31's Stellar Halo from the SPLASH Survey. I. Surface Brightness Profile. *ApJ*, 760:76, novembre 2012.
- K. M. GILBERT, P. GUHATHAKURTA, P. KOLLIPARA, R. L. BEATON, M. C. GEHA, J. S. KALIRAI, E. N. KIRBY, S. R. MAJEWSKI et R. J. PATTERSON : The Splash Survey : A Spectroscopic Portrait of Andromeda's Giant Southern Stream. *ApJ*, 705:1275–1297, novembre 2009.
- P. R. GILLINGHAM, S. MIZIARSKI et U. KLAUSER : Mechanical features of the OzPoz fiber positioner for the VLT. In M. IYE et A. F. MOORWOOD, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4008 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 914–921, août 2000.
- K. GLAZEBROOK, C. BLAKE, F. ECONOMOU, S. LILLY et M. COLLESS : Measurement of the star formation rate from H α in field galaxies at $z=1$. *MNRAS*, 306:843–856, juillet 1999.
- N. Y. GNEDIN : Effect of Reionization on Structure Formation in the Universe. *ApJ*, 542:535–541, octobre 2000.
- S. T. GOTTESMAN, J. H. HUNTER et V. BOONYASAIT : On the mass of M31. *MNRAS*, 337:34–40, novembre 2002.
- R. E. GRIFFITHS, K. U. RATNATUNGA, L. W. NEUSCHAEFER, S. CASERTANO, M. IM, E. W. WYCKOFF, R. S. ELLIS, G. F. GILMORE, R. A. W. ELSON, K. GLAZEBROOK, D. J. SCHADE, R. A. WINDHORST, P. SCHMIDTKE, J. GORDON, S. M. PASCARELLE, G. D. ILLINGWORTH, D. C. KOO, M. A. BERSHADY, D. A. FORBES, A. C. PHILLIPS, R. F. GREEN, V. SARAJEDINI, J. P. HUCHRA et J. A. TYSON : The Hubble Space Telescope Medium Deep Survey with the Wide Field and Planetary Camera. 1 : Methodology and results on the field near 3C 273. *ApJ*, 437:67–82, décembre 1994.
- C. J. GRILLMAIR : Four New Stellar Debris Streams in the Galactic Halo. *ApJ*, 693:1118–1127, mars 2009.
- P. GUHATHAKURTA, R. M. RICH, D. B. REITZEL, M. C. COOPER, K. M. GILBERT, S. R. MAJEWSKI, J. C. OSTHEIMER, M. C. GEHA, K. V. JOHNSTON et R. J. PATTERSON : Dynamics and Stellar Content of the Giant Southern Stream in M31. I. Keck Spectroscopy of Red Giant Stars. *AJ*, 131:2497–2513, mai 2006.
- J. GUIBERT : A neutral hydrogen survey of the Andromeda Nebula. *A&AS*, 12:263, novembre 1973.
- J. GUIBERT : Neutral Hydrogen, Spiral Structure and Density Waves in M 31. *A&A*, 30:353, janvier 1974.
- J. E. GUNN et J. R. GOTT, III : On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. *ApJ*, 176:1, août 1972.

-
- F. HAMMER, H. FLORES, D. ELBAZ, X. Z. ZHENG, Y. C. LIANG et C. CESARSKY : Did most present-day spirals form during the last 8 Gyr?. A formation history with violent episodes revealed by panchromatic observations. *A&A*, 430:115–128, janvier 2005a.
- F. HAMMER, H. FLORES, S. J. LILLY, D. CRAMPTON, O. LE FEVRE, C. ROLA, G. MALLEN-ORNELAS, D. SCHADE et L. TRESSE : Canada-France Redshift Survey. XIV. Spectral Properties of Field Galaxies up to $z=1$. *ApJ*, 481:49, mai 1997.
- F. HAMMER, H. FLORES, M. PUECH, Y. B. YANG, E. ATHANASSOULA, M. RODRIGUES et R. DELGADO : The Hubble sequence : just a vestige of merger events? *A&A*, 507:1313–1326, décembre 2009a.
- F. HAMMER, H. FLORES, Y. B. YANG, E. ATHANASSOULA, M. PUECH, M. RODRIGUES et S. PEIRANI : A forming, dust-enshrouded disk at $z = 0.43$: the first example of a massive, late-type spiral rebuilt after a major merger? *A&A*, 496:381–387, mars 2009b.
- F. HAMMER, H. FLORES, X. ZHENG et Y. LIANG : A recent rebuilding of most spirals? In R. DE GRIJS et R. M. GONZÁLEZ DELGADO, éditeurs : *Starbursts : From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*, volume 329 de *Astrophysics and Space Science Library*, page 273, mai 2005b.
- F. HAMMER, V. HILL et V. CAYATTE : GIRAFFE sur le VLT : un instrument dédié à la physique stellaire et extragalactique. *Journal des Astronomes Français*, 60:19–25, décembre 1999.
- F. HAMMER, M. PUECH, L. CHEMIN, H. FLORES et M. D. LEHNERT : The Milky Way, an Exceptionally Quiet Galaxy : Implications for the Formation of Spiral Galaxies. *ApJ*, 662:322–334, juin 2007.
- F. HAMMER, Y. B. YANG, J. L. WANG, M. PUECH, H. FLORES et S. FOUQUET : Does M31 Result from an Ancient Major Merger? *ApJ*, 725:542–555, décembre 2010.
- R. G. HARRINGTON et A. G. WILSON : Two New Stellar Systems in Leo. *PASP*, 62:118–120, juin 1950.
- J. HARRIS et D. ZARITSKY : The Star Formation History of the Large Magellanic Cloud. *AJ*, 138:1243–1260, novembre 2009.
- E. HAYASHI, J. F. NAVARRO, J. E. TAYLOR, J. STADEL et T. QUINN : The Structural Evolution of Substructure. *ApJ*, 584:541–558, février 2003.
- O. HERNANDEZ, C. CARIGNAN, P. AMRAM, L. CHEMIN et O. DAIGLE : BH α BAR : big H α kinematical sample of barred spiral galaxies - I. Fabry-Perot observations of 21 galaxies. *MNRAS*, 360:1201–1230, juillet 2005.
- L. HERNQUIST : Tidal triggering of starbursts and nuclear activity in galaxies. *Nature*, 340:687–691, août 1989.
- L. HERNQUIST et J. C. MIHOS : Excitation of Activity in Galaxies by Minor Mergers. *ApJ*, 448:41, juillet 1995.

- J. F. W. HERSCHEL, Sir : *Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825.* 1847.
- J. E. HIBBARD et J. E. BARNES : The Dynamical Masses of Tidal Dwarf Galaxies. In P.-A. DUC, J. BRAINE et E. BRINKS, éditeurs : *Recycling Intergalactic and Interstellar Matter*, volume 217 de *IAU Symposium*, page 510, juin 2004.
- J. E. HIBBARD, J. M. VAN DER HULST, J. E. BARNES et R. M. RICH : High-Resolution H I Mapping of NGC 4038/39 (“The Antennae”) and Its Tidal Dwarf Galaxy Candidates. *AJ*, 122:2969–2992, décembre 2001.
- Y. HOFFMAN et E. RIBAK : Constrained realizations of Gaussian fields - A simple algorithm. *ApJL*, 380:L5–L8, octobre 1991.
- P. F. HOPKINS, K. BUNDY, D. CROTON, L. HERNQUIST, D. KERES, S. KHOCHFAR, K. STEWART, A. WETZEL et J. D. YOUNGER : Mergers and Bulge Formation in Λ CDM : Which Mergers Matter? *ApJ*, 715:202–229, mai 2010.
- P. F. HOPKINS, L. HERNQUIST, T. J. COX, J. D. YOUNGER et G. BESLA : The Radical Consequences of Realistic Satellite Orbits for the Heating and Implied Merger Histories of Galactic Disks. *ApJ*, 688:757–769, décembre 2008.
- W. HU et S. DODELSON : Cosmic Microwave Background Anisotropies. *ARAA*, 40:171–216, 2002.
- E. HUBBLE : No. 241. A general study of diffuse galactic nebula. *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 241:1–38, 1922.
- E. HUBBLE : A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173, mars 1929a.
- E. P. HUBBLE : Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64:321–369, décembre 1926.
- E. P. HUBBLE : A spiral nebula as a stellar system, Messier 31. *ApJ*, 69:103–158, mars 1929b.
- E. P. HUBBLE : *Realm of the Nebulae.* 1936.
- M. HUERTAS-COMPANY, J. A. L. AGUERRI, M. BERNARDI, S. MEI et J. SÁNCHEZ ALMEIDA : Revisiting the Hubble sequence in the SDSS DR7 spectroscopic sample : a publicly available Bayesian automated classification. *A&A*, 525:A157, janvier 2011.
- M. HUERTAS-COMPANY, D. ROUAN, G. SOUCAIL, O. LE FÈVRE, L. TASCA et T. CONTINI : Morphological evolution of $z \sim 1$ galaxies from deep K-band AO imaging in the COSMOS deep field. *A&A*, 468:937–950, juin 2007.
- M. HUERTAS-COMPANY, L. TASCA, D. ROUAN, D. PELAT, J. P. KNEIB, O. LE FÈVRE, P. CAPPAPAK, J. KARTALTEPE, A. KOEKEMOER, H. J. MCCracken, M. SALVATO, D. B. SANDERS et C. WILLOTT : A robust morphological classification of high-redshift galaxies using support vector machines on seeing limited images. II. Quantifying morphological k-correction in the COSMOS field at $1 < z < 2$: Ks band vs. I band. *A&A*, 497:743–753, avril 2009.

-
- S. D. HUNSBERGER, J. C. CHARLTON et D. ZARITSKY : The Formation of Dwarf Galaxies in Tidal Debris : A Study of the Compact Group Environment. *ApJ*, 462:50, mai 1996.
- R. IBATA, S. CHAPMAN, A. M. N. FERGUSON, M. IRWIN, G. LEWIS et A. MCCONNACHIE : Taking measure of the Andromeda halo : a kinematic analysis of the giant stream surrounding M31. *MNRAS*, 351:117–124, juin 2004.
- R. IBATA, S. CHAPMAN, A. M. N. FERGUSON, G. LEWIS, M. IRWIN et N. TANVIR : On the Accretion Origin of a Vast Extended Stellar Disk around the Andromeda Galaxy. *ApJ*, 634:287–313, novembre 2005.
- R. IBATA, M. IRWIN, G. LEWIS, A. M. N. FERGUSON et N. TANVIR : A giant stream of metal-rich stars in the halo of the galaxy M31. *Nature*, 412:49–52, juillet 2001a.
- R. IBATA, M. IRWIN, G. F. LEWIS et A. STOLTE : Galactic Halo Substructure in the Sloan Digital Sky Survey : The Ancient Tidal Stream from the Sagittarius Dwarf Galaxy. *ApJL*, 547:L133–L136, février 2001b.
- R. IBATA, N. F. MARTIN, M. IRWIN, S. CHAPMAN, A. M. N. FERGUSON, G. F. LEWIS et A. W. MCCONNACHIE : The Haunted Halos of Andromeda and Triangulum : A Panorama of Galaxy Formation in Action. *ApJ*, 671:1591–1623, décembre 2007.
- R. A. IBATA, G. GILMORE et M. J. IRWIN : A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370:194–196, juillet 1994.
- R. A. IBATA, G. F. LEWIS, A. R. CONN, M. J. IRWIN, A. W. MCCONNACHIE, S. C. CHAPMAN, M. L. COLLINS, M. FARDAL, A. M. N. FERGUSON, N. G. IBATA, A. DOUGAL MACKEY, N. F. MARTIN, J. NAVARRO, R. M. RICH, D. VALLS-GABAUD et L. M. WIDROW : A Vast Thin Plane of Co-rotating Dwarf Galaxies Orbiting the Andromeda Galaxy. *ArXiv e-prints*, janvier 2013.
- M. J. IRWIN, V. BELOKUROV, N. W. EVANS, E. V. RYAN-WEBER, J. T. A. DE JONG, S. KOPISOV, D. B. ZUCKER, S. T. HODGKIN, G. GILMORE, P. PREMA, L. HEBB, A. BEGUM, M. FELLHAUER, P. C. HEWETT, R. C. KENNICUTT, Jr., M. I. WILKINSON, D. M. BRAMICH, S. VIDRIH, H.-W. RIX, T. C. BEERS, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, M. HARVANEK, J. KRZESINSKI, D. LONG, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : Discovery of an Unusual Dwarf Galaxy in the Outskirts of the Milky Way. *ApJL*, 656:L13–L16, février 2007.
- M. J. IRWIN, J. I. DAVIES, M. J. DISNEY et S. PHILLIPPS : Automated galaxy surface photometry. V - Detection of very low surface brightness galaxies. *MNRAS*, 245:289–304, juillet 1990.
- M. J. IRWIN, A. M. N. FERGUSON, A. P. HUXOR, N. R. TANVIR, R. A. IBATA et G. F. LEWIS : Andromeda XVII : A New Low-Luminosity Satellite of M31. *ApJL*, 676:L17–L20, mars 2008.
- A. JENKINS, C. S. FRENK, F. R. PEARCE, P. A. THOMAS, J. M. COLBERG, S. D. M. WHITE, H. M. P. COUCHMAN, J. A. PEACOCK, G. EFSTATHIOU et A. H. NELSON : Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes. *ApJ*, 499:20, mai 1998.

- S. JOGEE : The Fueling and Evolution of AGN : Internal and External Triggers. *In* D. ALLOIN, éditeur : *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*, volume 693 de *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 143, 2006.
- B. F. JONES, A. R. KLEMOLA et D. N. C. LIN : Proper motion of the Large Magellanic Cloud and the mass of the galaxy. 1 : Observational results. *AJ*, 107:1333–1337, avril 1994.
- D. H. JONES, W. SAUNDERS, M. COLLESS, M. A. READ, Q. A. PARKER, F. G. WATSON, L. A. CAMPBELL, D. BURKEY, T. MAUCH, L. MOORE, M. HARTLEY, P. CASS, D. JAMES, K. RUSSELL, K. FIEGERT, J. DAWE, J. HUCHRA, T. JARRETT, O. LAHAV, J. LUCEY, G. A. MAMON, D. PROUST, E. M. SADLER et K.-i. WAKAMATSU : The 6dF Galaxy Survey : samples, observational techniques and the first data release. *MNRAS*, 355:747–763, décembre 2004.
- J. S. KALIRAI, K. M. GILBERT, P. GUHATHAKURTA, S. R. MAJEWSKI, J. C. OSTHEIMER, R. M. RICH, M. C. COOPER, D. B. REITZEL et R. J. PATTERSON : The Metal-poor Halo of the Andromeda Spiral Galaxy (M31)1,. *ApJ*, 648:389–404, septembre 2006.
- N. KALLIVAYALIL, R. P. VAN DER MAREL, C. ALCOCK, T. AXELROD, K. H. COOK, A. J. DRAKE et M. GEHA : The Proper Motion of the Large Magellanic Cloud Using HST. *ApJ*, 638:772–785, février 2006.
- X. KANG, Y. P. JING, H. J. MO et G. BÖRNER : An analytical model for the non-linear redshift-space power spectrum. *MNRAS*, 336:892–900, novembre 2002.
- I. D. KARACHENTSEV et V. E. KARACHENTSEVA : New probable companions to M 31 found on the POSS-II. *A&A*, 341:355–356, janvier 1999.
- G. KAUFFMANN, J. M. COLBERG, A. DIAFERIO et S. D. M. WHITE : Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z=0$. *MNRAS*, 303:188–206, février 1999.
- S. KAVIRAJ, D. DARG, C. LINTOTT, K. SCHAWINSKI et J. SILK : Tidal dwarf galaxies in the nearby Universe. *MNRAS*, 419:70–79, janvier 2012.
- R. C. KENNICUTT, Jr. : Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARAA*, 36:189–232, 1998.
- S. M. KENT : CCD surface photometry of field Galaxies. II - Bulge/disk decompositions. *ApJS*, 59:115–159, octobre 1985.
- D. KEREŠ, N. KATZ, R. DAVÉ, M. FARDAL et D. H. WEINBERG : Galaxies in a simulated Λ CDM universe - II. Observable properties and constraints on feedback. *MNRAS*, 396:2332–2344, juillet 2009a.
- D. KEREŠ, N. KATZ, M. FARDAL, R. DAVÉ et D. H. WEINBERG : Galaxies in a simulated Λ CDM Universe - I. Cold mode and hot cores. *MNRAS*, 395:160–179, mai 2009b.
- D. KEREŠ, N. KATZ, D. H. WEINBERG et R. DAVÉ : How do galaxies get their gas? *MNRAS*, 363:2–28, octobre 2005.
- D. KEREŠ, M. VOGELSBERGER, D. SIJACKI, V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Moving-mesh cosmology : characteristics of galaxies and haloes. *MNRAS*, 425:2027–2048, septembre 2012.

-
- S. KIM, L. STAVELEY-SMITH, M. A. DOPITA, K. C. FREEMAN, R. J. SAULT, M. J. KESTEVEN et D. MCCONNELL : An H α Aperture Synthesis Mosaic of the Large Magellanic Cloud. *ApJ*, 503:674, août 1998.
- T. KIMM, A. SLYZ, J. DEVRIENDT et C. PICHON : Are cold flows detectable with metal absorption lines? *MNRAS*, 413:L51–L55, mai 2011.
- I. KING : The structure of star clusters. I. an empirical density law. *AJ*, 67:471, octobre 1962.
- A. KLYPIN, A. V. KRAVTSOV, O. VALENZUELA et F. PRADA : Where Are the Missing Galactic Satellites? *ApJ*, 522:82–92, septembre 1999.
- A. KLYPIN, H. ZHAO et R. S. SOMERVILLE : Λ CDM-based Models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models. *ApJ*, 573:597–613, juillet 2002.
- A. KOCH et E. K. GREBEL : The Anisotropic Distribution of M31 Satellite Galaxies : A Polar Great Plane of Early-type Companions. *AJ*, 131:1405–1415, mars 2006.
- A. KOCH, R. M. RICH, D. B. REITZEL, N. F. MARTIN, R. A. IBATA, S. C. CHAPMAN, S. R. MAJEWSKI, M. MORI, Y.-S. LOH, J. C. OSTHEIMER et M. TANAKA : Kinematic and Chemical Constraints on the Formation of M31’s Inner and Outer Halo. *ApJ*, 689:958–982, décembre 2008.
- E. KOMATSU, J. DUNKLEY, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, B. GOLD, G. HINSHAW, N. JAROSIK, D. LARSON, M. LIMON, L. PAGE, D. N. SPERGEL, M. HALPERN, R. S. HILL, A. KOGUT, S. S. MEYER, G. S. TUCKER, J. L. WEILAND, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180:330–376, février 2009.
- S. KOPOSOV, V. BELOKUROV, N. W. EVANS, P. C. HEWETT, M. J. IRWIN, G. GILMORE, D. B. ZUCKER, H.-W. RIX, M. FELLHAUER, E. F. BELL et E. V. GLUSHKOVA : The Luminosity Function of the Milky Way Satellites. *ApJ*, 686:279–291, octobre 2008.
- A. I. KOPYLOV, N. A. TIKHONOV, S. FABRIKA, I. DROZDOVSKY et A. F. VALEEV : VV124 (UGC4879) : a new transitional dwarf galaxy in the periphery of the Local Group. *MNRAS*, 387:L45–L49, juin 2008.
- J. KORMENDY, N. DRORY, R. BENDER et M. E. CORNELL : Bulgeless Giant Galaxies Challenge Our Picture of Galaxy Formation by Hierarchical Clustering. *ApJ*, 723:54–80, novembre 2010.
- J. KORMENDY et R. C. KENNICUTT, Jr. : Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies. *ARAA*, 42:603–683, septembre 2004a.
- J. KORMENDY et R. C. KENNICUTT, Jr. : Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies. *ARAA*, 42:603–683, septembre 2004b.
- C. T. KOWAL, K. Y. LO et W. L. W. SARGENT : New Galaxies of the Local Group. *IAUC*, 3305:2, novembre 1978.

- D. KRAJNOVIĆ, M. CAPPELLARI, P. T. DE ZEEUW et Y. COPIN : Kinemetry : a generalization of photometry to the higher moments of the line-of-sight velocity distribution. *MNRAS*, 366:787–802, mars 2006.
- A. V. KRAVTSOV, O. Y. GNEDIN et A. A. KLYPIN : The Tumultuous Lives of Galactic Dwarfs and the Missing Satellites Problem. *ApJ*, 609:482–497, juillet 2004.
- A. V. KRAVTSOV, A. KLYPIN et Y. HOFFMAN : Constrained Simulations of the Real Universe. II. Observational Signatures of Intergalactic Gas in the Local Supercluster Region. *ApJ*, 571:563–575, juin 2002.
- A. V. KRAVTSOV, A. A. KLYPIN et A. M. KHOKHLOV : Adaptive Refinement Tree : A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations. *ApJS*, 111:73, juillet 1997.
- P. KROUPA : Dwarf spheroidal satellite galaxies without dark matter. *New Astronomy*, 2:139–164, juillet 1997.
- P. KROUPA : The Dark Matter Crisis : Falsification of the Current Standard Model of Cosmology. *PASA*, 29:395–433, juin 2012.
- P. KROUPA, C. THEIS et C. M. BOILY : The great disk of Milky-Way satellites and cosmological sub-structures. *A&A*, 431:517–521, février 2005.
- M. KUHLEN, J. DIEMAND et P. MADAU : The Shapes, Orientation, and Alignment of Galactic Dark Matter Subhalos. *ApJ*, 671:1135–1146, décembre 2007.
- F. LAMAREILLE, J. BRINCHMANN, T. CONTINI, C. J. WALCHER, S. CHARLOT, E. PÉREZ-MONTERO, G. ZAMORANI, L. POZZETTI, M. BOLZONELLA, B. GARILLI, S. PALTANI, A. BONGIORNO, O. LE FÈVRE, D. BOTTINI, V. LE BRUN, D. MACCAGNI, R. SCARAMELLA, M. SCODEGGIO, L. TRESSE, G. VETTOLANI, A. ZANICHELLI, C. ADAMI, S. ARNOUTS, S. BARDELLI, A. CAPPI, P. CILIEGI, S. FOUCAUD, P. FRANZETTI, I. GAVIGNAUD, L. GUZZO, O. ILBERT, A. IOVINO, H. J. MCCrackEN, B. MARANO, C. MARINONI, A. MAZURE, B. MENEUX, R. MERIGHI, R. PELLÒ, A. POLLO, M. RADOVICH, D. VERGANI, E. ZUCCA, A. ROMANO, A. GRADO et L. LIMATOLA : Physical properties of galaxies and their evolution in the VIMOS VLT Deep Survey. I. The evolution of the mass-metallicity relation up to $z \sim 0.9$. *A&A*, 495:53–72, février 2009.
- R. B. LARSON : Effects of supernovae on the early evolution of galaxies. *MNRAS*, 169:229–246, novembre 1974.
- G. LEMSON et t. VIRGO CONSORTIUM : Halo and Galaxy Formation Histories from the Millennium Simulation : Public release of a VO-oriented and SQL-queryable database for studying the evolution of galaxies in the LambdaCDM cosmogony. *ArXiv Astrophysics e-prints*, août 2006.
- Y.-S. LI et A. HELMI : Infall of substructures on to a Milky Way-like dark halo. *MNRAS*, 385:1365–1373, avril 2008.

-
- N. I. LIBESKIND, A. KNEBE, Y. HOFFMAN, S. GOTTLÖBER, G. YEPES et M. STEINMETZ : The preferred direction of infalling satellite galaxies in the Local Group. *MNRAS*, 411:1525–1535, mars 2011.
- S. J. LILLY, O. LE FEVRE, D. CRAMPTON, F. HAMMER et L. TRESSE : The Canada-France Redshift Survey. I. Introduction to the Survey, Photometric Catalogs, and Surface Brightness Selection Effects. *ApJ*, 455:50, décembre 1995a.
- S. J. LILLY, L. TRESSE, F. HAMMER, D. CRAMPTON et O. LE FEVRE : The Canada-France Redshift Survey. VI. Evolution of the Galaxy Luminosity Function to Z approximately 1. *ApJ*, 455:108, décembre 1995b.
- D. N. C. LIN et D. LYNDEN-BELL : On the proper motion of the Magellanic Clouds and the halo mass of our galaxy. *MNRAS*, 198:707–721, février 1982.
- P. O. LINDBLAD : The development of spiral structure in a galaxy approached by numerical computations. *Stockholms Observatoriums Annaler*, 21:4, 1960.
- L. LINDEGREN et M. A. C. PERRYMAN : A Small Interferometer in Space for Global Astrometry : The GAIA Concept. In E. HOG et P. K. SEIDELMANN, éditeurs : *Astronomical and Astrophysical Objectives of Sub-Milliarcsecond Optical Astrometry*, volume 166 de *IAU Symposium*, page 337, 1995.
- L. LINDEGREN et M. A. C. PERRYMAN : GAIA : Global astrometric interferometer for astrophysics. *A&AS*, 116:579–595, mai 1996.
- C. J. LINTOTT, K. SCHAWINSKI, A. SLOSAR, K. LAND, S. BAMFORD, D. THOMAS, M. J. RAD-DICK, R. C. NICHOL, A. SZALAY, D. ANDREESCU, P. MURRAY et J. VANDENBERG : Galaxy Zoo : morphologies derived from visual inspection of galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. *MNRAS*, 389:1179–1189, septembre 2008.
- A. LOEB, M. J. REID, A. BRUNTHALER et H. FALCKE : Constraints on the Proper Motion of the Andromeda Galaxy Based on the Survival of Its Satellite M33. *ApJ*, 633:894–898, novembre 2005.
- S. R. LOEBMAN, R. ROŠKAR, V. P. DEBATTISTA, Ž. IVEZIĆ, T. R. QUINN et J. WADSLEY : The Genesis of the Milky Way’s Thick Disk Via Stellar Migration. *ApJ*, 737:8, août 2011.
- C. LÓPEZ-SANJUAN, O. LE FÈVRE, L. A. M. TASCA, B. EPINAT, P. AMRAM, T. CONTINI, B. GARRILLI, M. KISSLER-PATIG, J. MOULTAKA, L. PAIORO, V. PERRET, J. QUEYREL, L. TRESSE, D. VERGANI et C. DIVOY : MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. V. The major merger rate of star-forming galaxies at $0.9 < z < 1.8$ from IFS-based close pairs. *ArXiv e-prints*, août 2012.
- J. M. LOTZ, M. DAVIS, S. M. FABER, P. GUHATHAKURTA, S. GWYN, J. HUANG, D. C. KOO, E. LE FLOC’H, L. LIN, J. NEWMAN, K. NOESKE, C. PAPOVICH, C. N. A. WILLMER, A. COIL, C. J. CONSELICE, M. COOPER, A. M. HOPKINS, A. METEVIER, J. PRIMACK, G. RIEKE et B. J. WEINER : The Evolution of Galaxy Mergers and Morphology at $z < 1.2$ in the Extended Groth Strip. *ApJ*, 672:177–197, janvier 2008.

- J. M. LOTZ, J. PRIMACK et P. MADAU : A New Nonparametric Approach to Galaxy Morphological Classification. *AJ*, 128:163–182, juillet 2004.
- W. J. LUYTEN, L. E. CUNNINGHAM, D. C. FREY, J. MORABITO et A. J. CANNON : Notes on Proper Motions. VI. Five Hundred Proper Motion Stars in the Large Magellanic Cloud. *Harvard College Observatory Circular*, 326:1–12, avril 1928.
- D. LYNDEN-BELL : Dwarf galaxies and globular clusters in high velocity hydrogen streams. *MNRAS*, 174:695–710, mars 1976.
- S. R. MAJEWSKI : The Fornax-Leo-Sculptor stream revisited. *ApJL*, 431:L17–L21, août 1994.
- S. R. MAJEWSKI, R. L. BEATON, R. J. PATTERSON, J. S. KALIRAI, M. C. GEHA, R. R. MUÑOZ, M. S. SEIGAR, P. GUHATHAKURTA, K. M. GILBERT, R. M. RICH, J. S. BULLOCK et D. B. REITZEL : Discovery of Andromeda XIV : A Dwarf Spheroidal Dynamical Rogue in the Local Group? *ApJL*, 670:L9–L12, novembre 2007.
- S. R. MAJEWSKI, W. E. KUNKEL, D. R. LAW, R. J. PATTERSON, A. A. POLAK, H. J. ROCHA-PINTO, J. D. CRANE, P. M. FRINCHABOY, C. B. HUMMELS, K. V. JOHNSTON, J. RHEE, M. F. SKRUTSKIE et M. WEINBERG : A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. II. Swope Telescope Spectroscopy of M Giant Stars in the Dynamically Cold Sagittarius Tidal Stream. *AJ*, 128:245–259, juillet 2004.
- A. H. MALLER et A. DEKEL : Towards a resolution of the galactic spin crisis : mergers, feedback and spin segregation. *MNRAS*, 335:487–498, septembre 2002.
- N. F. MARTIN, R. A. IBATA, M. J. IRWIN, S. CHAPMAN, G. F. LEWIS, A. M. N. FERGUSON, N. TANVIR et A. W. MCCONNACHIE : Discovery and analysis of three faint dwarf galaxies and a globular cluster in the outer halo of the Andromeda galaxy. *MNRAS*, 371:1983–1991, octobre 2006.
- N. F. MARTIN, A. W. MCCONNACHIE, M. IRWIN, L. M. WIDROW, A. M. N. FERGUSON, R. A. IBATA, J. DUBINSKI, A. BABUL, S. CHAPMAN, M. FARDAL, G. F. LEWIS, J. NAVARRO et R. M. RICH : PAndAS’ CUBS : Discovery of Two New Dwarf Galaxies in the Surroundings of the Andromeda and Triangulum Galaxies. *ApJ*, 705:758–765, novembre 2009.
- D. MARTÍNEZ-DELGADO, A. APARICIO, M. Á. GÓMEZ-FLECHOSO et R. CARRERA : Tidal Streams in the Galactic Halo : Evidence for the Sagittarius Northern Stream or Traces of a New Nearby Dwarf Galaxy. *ApJL*, 549:L199–L202, mars 2001.
- D. MARTÍNEZ-DELGADO, R. J. GABANY, K. CRAWFORD, S. ZIBETTI, S. R. MAJEWSKI, H.-W. RIX, J. FLIRI, J. A. CARBALLO-BELLO, D. C. BARDALEZ-GAGLIUFFI, J. PEÑARRUBIA, T. S. CHONIS, B. MADORE, I. TRUJILLO, M. SCHIRMER et D. A. MCDAVID : Stellar Tidal Streams in Spiral Galaxies of the Local Volume : A Pilot Survey with Modest Aperture Telescopes. *AJ*, 140:962–967, octobre 2010.
- D. MARTÍNEZ-DELGADO, J. PEÑARRUBIA, R. J. GABANY, I. TRUJILLO, S. R. MAJEWSKI et M. POHLEN : The Ghost of a Dwarf Galaxy : Fossils of the Hierarchical Formation of the Nearby Spiral Galaxy NGC 5907. *ApJ*, 689:184–193, décembre 2008.

-
- D. MARTÍNEZ-DELGADO, M. POHLEN, R. J. GABANY, S. R. MAJEWSKI, J. PEÑARRUBIA et C. PALMA : Discovery of a Giant Stellar Tidal Stream Around The Disk Galaxy NGC 4013. *ApJ*, 692:955–963, février 2009.
- D. MARTÍNEZ-DELGADO, A. J. ROMANOWSKY, R. J. GABANY, F. ANNIBALI, J. A. ARNOLD, J. FLIRI, S. ZIBETTI, R. P. VAN DER MAREL, H.-W. RIX, T. S. CHONIS, J. A. CARBALLO-BELLO, A. ALOISI, A. V. MACCIÒ, J. GALLEGRO-LABORDA, J. P. BRODIE et M. R. MERRIFIELD : Dwarfs Gobbling Dwarfs : A Stellar Tidal Stream around NGC 4449 and Hierarchical Galaxy Formation on Small Scales. *ApJL*, 748:L24, avril 2012.
- C. MASTROPIETRO, B. MOORE, L. MAYER et J. STADEL : Ram Pressure Processes in the Galactic Halo and Formation of the Magellanic Stream. In R. BRAUN, éditeur : *Extra-Planar Gas*, volume 331 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 89, juin 2005.
- M. L. MATEO : Dwarf Galaxies of the Local Group. *ARAA*, 36:435–506, 1998.
- D. S. MATHEWSON, M. N. CLEARY et J. D. MURRAY : The Magellanic stream. *ApJ*, 190:291–296, juin 1974.
- L. MAYER, F. GOVERNATO, M. COLPI, B. MOORE, T. QUINN, J. WADSLEY, J. STADEL et G. LAKE : The Metamorphosis of Tidally Stirred Dwarf Galaxies. *ApJ*, 559:754–784, octobre 2001a.
- L. MAYER, F. GOVERNATO, M. COLPI, B. MOORE, T. QUINN, J. WADSLEY, J. STADEL et G. LAKE : Tidal Stirring and the Origin of Dwarf Spheroidals in the Local Group. *ApJL*, 547:L123–L127, février 2001b.
- L. MAYER, C. MASTROPIETRO, J. WADSLEY, J. STADEL et B. MOORE : Simultaneous ram pressure and tidal stripping; how dwarf spheroidals lost their gas. *MNRAS*, 369:1021–1038, juillet 2006.
- A. W. MCCONNACHIE : The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group. *AJ*, 144:4, juillet 2012.
- A. W. MCCONNACHIE, A. HUXOR, N. F. MARTIN, M. J. IRWIN, S. C. CHAPMAN, G. FAHLMAN, A. M. N. FERGUSON, R. A. IBATA, G. F. LEWIS, H. RICHER et N. R. TANVIR : A Trio of New Local Group Galaxies with Extreme Properties. *ApJ*, 688:1009–1020, décembre 2008.
- A. W. MCCONNACHIE, M. J. IRWIN, A. M. N. FERGUSON, R. A. IBATA, G. F. LEWIS et N. TANVIR : Distances and metallicities for 17 Local Group galaxies. *MNRAS*, 356:979–997, janvier 2005.
- A. W. MCCONNACHIE, M. J. IRWIN, R. A. IBATA, A. M. N. FERGUSON, G. F. LEWIS et N. TANVIR : The three-dimensional structure of the giant stellar stream in Andromeda. *MNRAS*, 343:1335–1340, août 2003.
- S. S. MCGAUGH : The Baryonic Tully-Fisher Relation of Galaxies with Extended Rotation Curves and the Stellar Mass of Rotating Galaxies. *ApJ*, 632:859–871, octobre 2005.

- K. B. W. MCQUINN, E. D. SKILLMAN, J. M. CANNON, J. J. DALCANTON, A. DOLPHIN, D. STARK et D. WEISZ : The True Durations of Starbursts : Hubble Space Telescope Observations of Three Nearby Dwarf Starburst Galaxies. *ApJ*, 695:561–573, avril 2009.
- A. M. MEISNER, A. FREBEL, M. JURIC^Ć et D. P. FINKBEINER : The Metallicity of the Monoceros Stream. *ApJ*, 753:116, juillet 2012.
- A. MELLINGER : A Color All-Sky Panorama Image of the Milky Way. *PASP*, 121:1180–1187, novembre 2009.
- J. MELNICK et I. F. MIRABEL : NTT images of ultraluminous infrared galaxies. *A&A*, 231:L19–L22, mai 1990.
- P. J. MELOTTE : New nebulae shown on Franklin-Adams chart plates. *MNRAS*, 86:636–638, juin 1926.
- F. MENANTEAU, H. C. FORD, V. MOTTA, N. BENÍTEZ, A. R. MARTEL, J. P. BLAKESLEE et L. INFANTE : The Morphological Demographics of Galaxies in the Advanced Camera for Surveys Hubble Ultra Deep Parallel Fields. *AJ*, 131:208–215, janvier 2006.
- C. MENDES DE OLIVEIRA, H. PLANA, P. AMRAM, C. BALKOWSKI et M. BOLTE : Candidate Tidal Dwarf Galaxies Associated with Stephan’s Quintet. *AJ*, 121:2524–2539, mai 2001.
- H. R. MERRETT, K. KUIJKEN, M. R. MERRIFIELD, A. J. ROMANOWSKY, N. G. DOUGLAS, N. R. NAPOLITANO, M. ARNABOLDI, M. CAPACCIOLI, K. C. FREEMAN, O. GERHARD, N. W. EVANS, M. I. WILKINSON, C. HALLIDAY, T. J. BRIDGES et D. CARTER : Tracing the star stream through M31 using planetary nebula kinematics. *MNRAS*, 346:L62–L66, décembre 2003.
- M. METZ, P. KROUPA et H. JERJEN : The spatial distribution of the Milky Way and Andromeda satellite galaxies. *MNRAS*, 374:1125–1145, janvier 2007.
- M. METZ, P. KROUPA et H. JERJEN : Discs of satellites : the new dwarf spheroidals. *MNRAS*, 394:2223–2228, avril 2009a.
- M. METZ, P. KROUPA et N. I. LIBESKIND : The Orbital Poles of Milky Way Satellite Galaxies : A Rotationally Supported Disk of Satellites. *ApJ*, 680:287–294, juin 2008.
- M. METZ, P. KROUPA, C. THEIS, G. HENSLER et H. JERJEN : Did the Milky Way Dwarf Satellites Enter The Halo as a Group? *ApJ*, 697:269–274, mai 2009b.
- M. MILGROM : A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *ApJ*, 270:365–370, juillet 1983.
- M. MILGROM : MOND and the Mass Discrepancies in Tidal Dwarf Galaxies. *ApJL*, 667:L45–L48, septembre 2007.
- I. F. MIRABEL, H. DOTTORI et D. LUTZ : Genesis of a dwarf galaxy from the debris of the Antennae. *A&A*, 256:L19–L22, mars 1992.

-
- H. J. MO, S. MAO et S. D. M. WHITE : The formation of galactic discs. *MNRAS*, 295:319–336, avril 1998.
- J. J. MONAGHAN : Smoothed particle hydrodynamics. *ARAA*, 30:543–574, 1992.
- B. MOORE, S. GHIGNA, F. GOVERNATO, G. LAKE, T. QUINN, J. STADEL et P. TOZZI : Dark Matter Substructure within Galactic Halos. *ApJL*, 524:L19–L22, octobre 1999.
- H. L. MORRISON, P. HARDING, D. HURLEY-KELLER et G. JACOBY : Andromeda VIII : A New Tidally Distorted Satellite of M31. *ApJL*, 596:L183–L186, octobre 2003.
- T. NAAB et A. BURKERT : Gas Dynamics and Disk Formation in 3 :1 Mergers. In J. G. FUNES et E. M. CORSINI, éditeurs : *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, volume 230 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 451–452, 2001.
- T. NAAB et A. BURKERT : Statistical Properties of Collisionless Equal- and Unequal-Mass Merger Remnants of Disk Galaxies. *ApJ*, 597:893–906, novembre 2003.
- J. F. NAVARRO et M. STEINMETZ : The Effects of a Photoionizing Ultraviolet Background on the Formation of Disk Galaxies. *ApJ*, 478:13, mars 1997.
- J. F. NAVARRO et M. STEINMETZ : Dark Halo and Disk Galaxy Scaling Laws in Hierarchical Universes. *ApJ*, 538:477–488, août 2000.
- J. NEGROPONTE et S. D. M. WHITE : Simulations of mergers between disc-halo galaxies. *MNRAS*, 205:1009–1029, décembre 1983.
- B. NEICHEL : *PhD : Etudes des galaxies lointaines et optiques adaptatives tomographiques pour les ELTs*. 2008.
- B. NEICHEL, F. HAMMER, M. PUECH, H. FLORES, M. LEHNERT, A. RAWAT, Y. YANG, R. DELGADO, P. AMRAM, C. BALKOWSKI, C. CESARSKY, H. DANNERBAUER, I. FUENTES-CARRERA, B. GUIDERDONI, A. KEMHAVI, Y. C. LIANG, N. NESVADBA, G. ÖSTLIN, L. POZZETTI, C. D. RAVIKUMAR, S. DI SEREGO ALIGHIERI, D. VERGANI, J. VERNET et H. WOZNIAK : IMAGES. II. A surprisingly low fraction of undisturbed rotating spiral disks at $z \sim 0.6$ The morphokinematical relation 6 Gyr ago. *A&A*, 484:159–172, juin 2008.
- K. NEWTON et D. T. EMERSON : Neutral hydrogen in the outer regions of M31. *MNRAS*, 181:573–590, décembre 1977.
- D. L. NIDEVER, S. R. MAJEWSKI, W. BUTLER BURTON et L. NIGRA : The 200° Long Magellanic Stream System. *ApJ*, 723:1618–1631, novembre 2010.
- T. OKAMOTO, L. GAO et T. THEUNS : Mass loss of galaxies due to an ultraviolet background. *MNRAS*, 390:920–928, novembre 2008.
- T. OKAZAKI et Y. TANIGUCHI : Dwarf Galaxy Formation Induced by Galaxy Interactions. *ApJ*, 543:149–152, novembre 2000.
- D. E. OSTERBROCK : *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 1989.

- J. P. OSTRIKER et S. D. TREMAINE : Another evolutionary correction to the luminosity of giant galaxies. *ApJL*, 202:L113–L117, décembre 1975.
- L. PASQUINI, G. AVILA, E. ALLAERT, P. BALLESTER, P. BIEREICHEL, B. BUZZONI, C. CAVADORE, H. DEKKER, B. DELABRE, F. FERRARO, V. HILL, A. KAUFER, H. KOTZLOWSKI, J.-L. LIZON, A. LONGINOTTI, S. MOUREAU, R. PALSA et S. ZAGGIA : FLAMES : a multi-object fiber facility for the VLT. In M. IYE et A. F. MOORWOOD, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4008 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 129–140, août 2000.
- M. S. PAWLOWSKI, P. KROUPA et K. S. DE BOER : Making counter-orbiting tidal debris. The origin of the Milky Way disc of satellites? *A&A*, 532:A118, août 2011.
- M. S. PAWLOWSKI, J. PFLAMM-ALTENBURG et P. KROUPA : The VPOS : a vast polar structure of satellite galaxies, globular clusters and streams around the Milky Way. *MNRAS*, 423:1109–1126, juin 2012.
- J. PEÑARRUBIA, A. J. BENSON, D. MARTÍNEZ-DELGADO et H. W. RIX : Modeling Tidal Streams in Evolving Dark Matter Halos. *ApJ*, 645:240–255, juillet 2006.
- J. PEÑARRUBIA, D. MARTÍNEZ-DELGADO, H. W. RIX, M. A. GÓMEZ-FLECHOSO, J. MUNN, H. NEWBERG, E. F. BELL, B. YANNY, D. ZUCKER et E. K. GREBEL : A Comprehensive Model for the Monoceros Tidal Stream. *ApJ*, 626:128–144, juin 2005.
- M. H. PEDREROS, E. COSTA et R. A. MÉNDEZ : The Proper Motion of the Large Magellanic Cloud : A Reanalysis. *AJ*, 131:1461–1470, mars 2006.
- P. J. E. PEEBLES : Origin of the Angular Momentum of Galaxies. *ApJ*, 155:393, février 1969.
- S. PEIRANI, F. HAMMER, H. FLORES, Y. YANG et E. ATHANASSOULA : A giant bar induced by a merger event at $z = 0.4$? *A&A*, 496:51–56, mars 2009.
- C. Y. PENG, L. C. HO, C. D. IMPEY et H.-W. RIX : Detailed Structural Decomposition of Galaxy Images. *AJ*, 124:266–293, juillet 2002.
- C. Y. PENG, L. C. HO, C. D. IMPEY et H.-W. RIX : Detailed Decomposition of Galaxy Images. II. Beyond Axisymmetric Models. *AJ*, 139:2097–2129, juin 2010.
- A. A. PENZIAS et R. W. WILSON : A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142:419–421, juillet 1965.
- S. PIATEK, C. PRYOR et E. W. OLSZEWSKI : Proper Motions of the Large Magellanic Cloud and Small Magellanic Cloud : Re-Analysis of Hubble Space Telescope Data. *AJ*, 135:1024–1038, mars 2008.
- A. PIZZELLA, E. M. CORSINI, J. C. VEGA BELTRÁN et F. BERTOLA : Ionized gas and stellar kinematics of seventeen nearby spiral galaxies. *A&A*, 424:447–454, septembre 2004.

-
- L. POZZETTI, A. CIMATTI, G. ZAMORANI, E. DADDI, N. MENCI, A. FONTANA, A. RENZINI, M. MIGNOLI, F. POLI, P. SARACCO, T. BROADHURST, S. CRISTIANI, S. D'ODORICO, E. GIALONGO et R. GILMOZZI : The K20 survey. V. The evolution of the near-IR Luminosity Function. *A&A*, 402:837–848, mai 2003.
- P. PRUGNIEL et F. SIMIEN : The fundamental plane of early-type galaxies : non-homology of the spatial structure. *A&A*, 321:111–122, mai 1997.
- M. PUECH : *PhD : Contraintes apportées par la spectroscopie intégrale de champ à la formation et à l'évolution des galaxies*. 2006.
- M. PUECH, H. FLORES, F. HAMMER, Y. YANG, B. NEICHEL, M. LEHNERT, L. CHEMIN, N. NESVADBA, B. EPINAT, P. AMRAM, C. BALKOWSKI, C. CESARSKY, H. DANNERBAUER, S. DI SEREGO ALIGHIERI, I. FUENTES-CARRERA, B. GUIDERDONI, A. KEMBHAVI, Y. C. LIANG, G. ÖSTLIN, L. POZZETTI, C. D. RAVIKUMAR, A. RAWAT, D. VERGANI, J. VERNET et H. WOZNIAK : IMAGES. III. The evolution of the near-infrared Tully-Fisher relation over the last 6 Gyr. *A&A*, 484:173–187, juin 2008.
- M. PUECH, F. HAMMER, H. FLORES, B. NEICHEL et Y. YANG : A forming disk at $z \sim 0.6$: collapse of a gaseous disk or major merger remnant? *A&A*, 493:899–906, janvier 2009.
- M. PUECH, F. HAMMER, H. FLORES, G. ÖSTLIN et T. MARQUART : 3D spectroscopy with VLT/GIRAFFE. II. Are luminous compact galaxies merger remnants? *A&A*, 455:119–129, août 2006.
- M. PUECH, F. HAMMER, P. F. HOPKINS, E. ATHANASSOULA, H. FLORES, M. RODRIGUES, J. L. WANG et Y. B. YANG : Galaxy Disks Do Not Need to Survive in the Λ CDM Paradigm : The Galaxy Merger Rate Out to $z \sim 1.5$ from Morpho-kinematic Data. *ApJ*, 753:128, juillet 2012.
- C. W. PURCELL et A. R. ZENTNER : Bailing out the Milky Way : variation in the properties of massive dwarfs among galaxy-sized systems. *JCAP*, 12:7, décembre 2012.
- M. E. PUTMAN et B. K. GIBSON : First results from the Parkes Multibeam High-velocity Cloud Survey. *PASA*, 16:70–6, avril 1999.
- J. QUEYREL, T. CONTINI, M. KISSLER-PATIG, B. EPINAT, P. AMRAM, B. GARILLI, O. LE FÈVRE, J. MOULTAKA, L. PAIORO, L. TASCA, L. TRESSE, D. VERGANI, C. LÓPEZ-SANJUAN et E. PEREZ-MONTERO : MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. III. Evidence for positive metallicity gradients in $z \sim 1.2$ star-forming galaxies. *A&A*, 539:A93, mars 2012.
- P. J. QUINN et J. GOODMAN : Sinking satellites of spiral systems. *ApJ*, 309:472–495, octobre 1986.
- P. J. QUINN, L. HERNQUIST et D. P. FULLAGAR : Heating of galactic disks by mergers. *ApJ*, 403:74–93, janvier 1993.
- C. D. RAVIKUMAR, M. PUECH, H. FLORES, D. PROUST, F. HAMMER, M. LEHNERT, A. RAWAT, P. AMRAM, C. BALKOWSKI, D. BURGARELLA, P. CASSATA, C. CESARSKY, A. CIMATTI,

- F. COMBES, E. DADDI, H. DANNERBAUER, S. DI SEREGO ALIGHIERI, D. ELBAZ, B. GUIDERDONI, A. KEMBHAVI, Y. C. LIANG, L. POZZETTI, D. VERGANI, J. VERNET, H. WOZNIAK et X. Z. ZHENG : New spectroscopic redshifts from the CDFS and a test of the cosmological relevance of the GOODS-South field. *A&A*, 465:1099–1108, avril 2007.
- D. B. REITZEL et P. GUHATHAKURTA : Metallicity and Kinematics of M31’s Outer Stellar Halo from a Keck Spectroscopic Survey. *AJ*, 124:234–265, juillet 2002.
- J. C. RICHARDSON, A. M. N. FERGUSON, A. D. MACKEY, M. J. IRWIN, S. C. CHAPMAN, A. HUXOR, R. A. IBATA, G. F. LEWIS et N. R. TANVIR : An HST/ACS view of the inhomogeneous outer halo of M31. *MNRAS*, 396:1842–1850, juillet 2009.
- J. C. RICHARDSON, M. J. IRWIN, A. W. MCCONNACHIE, N. F. MARTIN, A. L. DOTTER, A. M. N. FERGUSON, R. A. IBATA, S. C. CHAPMAN, G. F. LEWIS, N. R. TANVIR et R. M. RICH : PAndAS’ Progeny : Extending the M31 Dwarf Galaxy Cabal. *ApJ*, 732:76, mai 2011.
- M. S. ROBERTS et M. P. HAYNES : Physical Parameters along the Hubble Sequence. *ARAA*, 32:115–152, 1994.
- M. S. ROBERTS et R. N. WHITEHURST : The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances. *ApJ*, 201:327–346, octobre 1975.
- B. ROBERTSON, J. S. BULLOCK, T. J. COX, T. DI MATTEO, L. HERNQUIST, V. SPRINGEL et N. YOSHIDA : A Merger-driven Scenario for Cosmological Disk Galaxy Formation. *ApJ*, 645:986–1000, juillet 2006.
- A. S. G. ROBOTHAM, I. K. BALDRY, J. BLAND-HAWTHORN, S. P. DRIVER, J. LOVEDAY, P. NORBERG, A. E. BAUER, K. BEKKI, S. BROUGH, M. BROWN, A. GRAHAM, A. M. HOPKINS, S. PHILLIPPS, C. POWER, A. SANSOM et L. STAVELEY-SMITH : Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : in search of Milky Way Magellanic Cloud analogues. *MNRAS*, 424:1448–1453, août 2012.
- M. RODRIGUES, F. HAMMER, H. FLORES, M. PUECH, Y. C. LIANG, I. FUENTES-CARRERA, N. NESVADBA, M. LEHNERT, Y. YANG, P. AMRAM, C. BALKOWSKI, C. CESARSKY, H. DANNERBAUER, R. DELGADO, B. GUIDERDONI, A. KEMBHAVI, B. NEICHEL, G. ÖSTLIN, L. POZZETTI, C. D. RAVIKUMAR, A. RAWAT, S. DI SEREGO ALIGHIERI, D. VERGANI, J. VERNET et H. WOZNIAK : IMAGES IV : strong evolution of the oxygen abundance in gaseous phases of intermediate mass galaxies from $z \sim 0.8$. *A&A*, 492:371–388, décembre 2008.
- F. ROYER, A. BLECHA, P. NORTH, G. SIMOND, S. BARATCHART, V. CAYATTE, L. CHEMIN et R. PALSA : Toward accurate radial velocities with the fiber-fed GIRAFFE multi-object VLT spectrograph. In J.-L. STARCK et F. D. MURTAGH, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4847 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 184–194, décembre 2002.
- V. C. RUBIN et W. K. FORD, Jr. : Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159:379, février 1970.

-
- A. SANDAGE : The Classification of Galaxies : Early History and Ongoing Developments. *ARAA*, 43:581–624, septembre 2005.
- D. B. SANDERS et I. F. MIRABEL : Luminous Infrared Galaxies. *ARAA*, 34:749, 1996.
- D. B. SANDERS, B. T. SOIFER, J. H. ELIAS, B. F. MADORE, K. MATTHEWS, G. NEUGEBAUER et N. Z. SCOVILLE : Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars. *ApJ*, 325:74–91, février 1988.
- A. SARAJEDINI et J. VAN DUYNÉ : Deep Hubble Space Telescope WFPC2 Photometry of M31's Thick Disk (?). *AJ*, 122:2444–2457, novembre 2001.
- T. SAWA et Y. SOFUE : Neutral Hydrogen in M31 - Part Three - the Warping of HI Disk. *PASJ*, 34:189, 1982.
- D. SCHADE, D. CRAMPTON, F. HAMMER, O. LE FEVRE et S. J. LILLY : Canada-France Redshift Survey - X. The quasar sample. *MNRAS*, 278:95–100, janvier 1996.
- H.-E. SCHUSTER et R. M. WEST : A very distant globular cluster? *A&A*, 49:129–131, mai 1976.
- F. SCHWEIZER : Galaxies with long tails. In E. M. BERKHUIJSEN et R. WIELEBINSKI, éditeurs : *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, volume 77 de *IAU Symposium*, pages 279–284, 1978.
- J. L. SERSIC : *Atlas de galaxies australes*. 1968.
- K. L. SHAPIRO, R. GENZEL, N. M. FÖRSTER SCHREIBER, L. J. TACCONI, N. BOUCHÉ, G. CRESCI, R. DAVIES, F. EISENHauer, P. H. JOHANSSON, D. KRAJNOVIĆ, D. LUTZ, T. NAAB, N. ARIMOTO, S. ARRIBAS, A. CIMATTI, L. COLINA, E. DADDI, O. DAIGLE, D. ERB, O. HERNANDEZ, X. KONG, M. MIGNOLI, M. ONODERA, A. RENZINI, A. SHAPLEY et C. STEIDEL : Kinemetry of SINS High-Redshift Star-Forming Galaxies : Distinguishing Rotating Disks from Major Mergers. *ApJ*, 682:231–251, juillet 2008.
- H. SHAPLEY : A Stellar System of a New Type. *Harvard College Observatory Bulletin*, 908:1–11, mars 1938a.
- H. SHAPLEY : Two Stellar Systems of a New Kind. *Nature*, 142:715–716, octobre 1938b.
- W. L. H. SHUTER : A new tidal model of the Magellanic Stream. *ApJ*, 386:101–105, février 1992.
- D. SIJACKI, M. VOGELSBERGER, D. KEREŠ, V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Moving mesh cosmology : the hydrodynamics of galaxy formation. *MNRAS*, 424:2999–3027, août 2012.
- J. D. SIMON et M. GEHA : The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites : Solving the Missing Satellite Problem. *ApJ*, 670:313–331, novembre 2007.
- M. F. SKRUTSKIE, R. M. CUTRI, R. STIENING, M. D. WEINBERG, S. SCHNEIDER, J. M. CARPENTER, C. BEICHMAN, R. CAPPS, T. CHESTER, J. ELIAS, J. HUCHRA, J. LIEBERT, C. LONSDALE, D. G. MONET, S. PRICE, P. SEITZER, T. JARRETT, J. D. KIRKPATRICK, J. E. GIZIS, E. HOWARD, T. EVANS, J. FOWLER, L. FULLMER, R. HURT, R. LIGHT, E. L. KOPAN, K. A. MARSH, H. L. MCCALLON, R. TAM, S. VAN DYK et S. WHELOCK : The Two Micron All Sky Survey (2MASS). *AJ*, 131:1163–1183, février 2006.

- C. T. SLATER, E. F. BELL et N. F. MARTIN : Andromeda XXVIII : A Dwarf Galaxy More Than 350 kpc from Andromeda. *ApJL*, 742:L14, novembre 2011.
- Y. SOFUE : Fate of the Magellanic Stream. *PASJ*, 46:431–440, août 1994.
- Y. SOFUE et T. KATO : Neutral Hydrogen in M31 - Part One - the Distribution of HI Gas and Spiral Arms. *PASJ*, 33:449, 1981.
- S. T. SOHN, G. BESLA, R. P. VAN DER MAREL, M. BOYLAN-KOLCHIN, S. R. MAJEWSKI et J. S. BULLOCK : The Space Motion of Leo I : Hubble Space Telescope Proper Motion and Implied Orbit. *ArXiv e-prints*, octobre 2012.
- M. SOLWAY, J. A. SELLWOOD et R. SCHÖNRICH : Radial migration in galactic thick discs. *MNRAS*, 422:1363–1383, mai 2012.
- R. S. SOMERVILLE : Can Photoionization Squelching Resolve the Substructure Crisis? *ApJL*, 572:L23–L26, juin 2002.
- D. N. SPERGEL, R. BEAN, O. DORÉ, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, J. DUNKLEY, G. HINSHAW, N. JAROSIK, E. KOMATSU, L. PAGE, H. V. PEIRIS, L. VERDE, M. HALPERN, R. S. HILL, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, N. ODEGARD, G. S. TUCKER, J. L. WEILAND, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology. *ApJS*, 170:377–408, juin 2007.
- D. N. SPERGEL, L. VERDE, H. V. PEIRIS, E. KOMATSU, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, M. HALPERN, G. HINSHAW, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, L. PAGE, G. S. TUCKER, J. L. WEILAND, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJS*, 148:175–194, septembre 2003.
- V. SPRINGEL : The cosmological simulation code GADGET-2. *MNRAS*, 364:1105–1134, décembre 2005.
- V. SPRINGEL : E pur si muove : Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh. *MNRAS*, 401:791–851, janvier 2010.
- V. SPRINGEL, T. DI MATTEO et L. HERNQUIST : Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers. *MNRAS*, 361:776–794, août 2005a.
- V. SPRINGEL, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : The large-scale structure of the Universe. *Nature*, 440:1137–1144, avril 2006.
- V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : a hybrid multiphase model for star formation. *MNRAS*, 339:289–311, février 2003.
- V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Formation of a Spiral Galaxy in a Major Merger. *ApJL*, 622:L9–L12, mars 2005.
- V. SPRINGEL, J. WANG, M. VOGELSBERGER, A. LUDLOW, A. JENKINS, A. HELMI, J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : The Aquarius Project : the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS*, 391:1685–1711, décembre 2008.

-
- V. SPRINGEL, S. D. M. WHITE, A. JENKINS, C. S. FRENK, N. YOSHIDA, L. GAO, J. NAVARRO, R. THACKER, D. CROTON, J. HELLY, J. A. PEACOCK, S. COLE, P. THOMAS, H. COUCHMAN, A. EVRARD, J. COLBERG et F. PEARCE : Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *MNRAS*, 435:629–636, juin 2005b.
- J. G. STADEL : *Cosmological N-body simulations and their analysis*. Thèse de doctorat, UNIVERSITY OF WASHINGTON, 2001.
- L. SWIFT : Catalogue No. 7 of Nebulae discovered at the Warner Observatory. *Astronomische Nachrichten*, 120:33, septembre 1888.
- G. TAFFONI, L. MAYER, M. COLPI et F. GOVERNATO : On the life and death of satellite haloes. *MNRAS*, 341:434–448, mai 2003.
- M. TANAKA, M. CHIBA, Y. KOMIYAMA, P. GUHATHAKURTA, J. S. KALIRAI et M. IYE : Structure and Population of the Andromeda Stellar Halo from a Subaru/Suprime-Cam Survey. *ApJ*, 708:1168–1203, janvier 2010.
- N. TASHPULATOV : The Tidal Effect and the Formation of Bridges and Tails in Galaxies. II. Formation of Tails in Interacting Galaxies during Close Approaches. *SovAst*, 14:227, octobre 1970.
- J. A. TAUBER, N. MANDOLESI, J.-L. PUGET, T. BANOS, M. BERSANELLI, F. R. BOUCHET, R. C. BUTLER, J. CHARRA, G. CRONE, J. DODSWORTH et et AL. : Planck pre-launch status : The Planck mission. *A&A*, 520:A1, septembre 2010.
- J. E. TAYLOR et A. BABUL : The Dynamics of Sinking Satellites around Disk Galaxies : A Poor Man’s Alternative to High-Resolution Numerical Simulations. *ApJ*, 559:716–735, octobre 2001.
- R. TEYSSIER : Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *A&A*, 385:337–364, avril 2002.
- D. A. THILKER, C. G. HOOPES, L. BIANCHI, S. BOISSIER, R. M. RICH, M. SEIBERT, P. G. FRIEDMAN, S.-C. REY, V. BUAT, T. A. BARLOW, Y.-I. BYUN, J. DONAS, K. FORSTER, T. M. HECKMAN, P. N. JELINSKY, Y.-W. LEE, B. F. MADORE, R. F. MALINA, D. C. MARTIN, B. MILLIARD, P. F. MORRISSEY, S. G. NEFF, D. SCHIMINOVICH, O. H. W. SIEGMUND, T. SMALL, A. S. SZALAY, B. Y. WELSH et T. K. WYDER : Panoramic GALEX Far- and Near-Ultraviolet Imaging of M31 and M33. *ApJL*, 619:L67–L70, janvier 2005.
- A. A. THOUL et D. H. WEINBERG : Hydrodynamic Simulations of Galaxy Formation. II. Photoionization and the Formation of Low-Mass Galaxies. *ApJ*, 465:608, juillet 1996.
- N. A. TIKHONOV, O. A. GALAZUTDINOVA et I. O. DROZDOVSKY : Thick disks and halos of spiral galaxies M 81, NGC 55 and NGC 300. *A&A*, 431:127–142, février 2005.
- E. J. TOLLERUD, J. S. BULLOCK, L. E. STRIGARI et B. WILLMAN : Hundreds of Milky Way Satellites? Luminosity Bias in the Satellite Luminosity Function. *ApJ*, 688:277–289, novembre 2008.

- E. TOLSTOY, V. HILL et M. TOSI : Star-Formation Histories, Abundances, and Kinematics of Dwarf Galaxies in the Local Group. *ARAA*, 47:371–425, septembre 2009.
- A. TOOMRE : Gravitational interactions between galaxies. In J. R. SHAKESHAFT, éditeur : *The Formation and Dynamics of Galaxies*, volume 58 de *IAU Symposium*, pages 347–363, 1974.
- A. TOOMRE et J. TOOMRE : Galactic Bridges and Tails. *ApJ*, 178:623–666, décembre 1972.
- G. TOTH et J. P. OSTRIKER : Galactic disks, infall, and the global value of Omega. *ApJ*, 389:5–26, avril 1992.
- I. TRUJILLO, I. FERRERAS et I. G. DE LA ROSA : Dissecting the size evolution of elliptical galaxies since $z \sim 1$: puffing-up versus minor-merging scenarios. *MNRAS*, 415:3903–3913, août 2011.
- R. B. TULLY et J. R. FISHER : A new method of determining distances to galaxies. *A&A*, 54:661–673, février 1977.
- S. VAN DEN BERGH : A catalogue of dwarf galaxies. *Publications of the David Dunlap Observatory*, 2:147–150, 1959.
- S. VAN DEN BERGH : Search for Faint Companions to M31. *ApJL*, 171:L31, janvier 1972.
- S. VAN DEN BERGH : The Evolution of Galaxy Morphology for Galaxies in the Canada-France Redshift Survey. *AJ*, 122:621–628, août 2001.
- S. VAN DEN BERGH, R. G. ABRAHAM, R. S. ELLIS, N. R. TANVIR, B. X. SANTIAGO et K. G. GLAZEBROOK : A Morphological Catalog of Galaxies in the Hubble deep Field. *AJ*, 112:359, août 1996.
- S. VAN DEN BERGH, J. G. COHEN, D. W. HOGG et R. BLANDFORD : Caltech Faint Galaxy Redshift Survey. XIV. Galaxy Morphology in the Hubble Deep Field (North) and Its Flanking Fields to $Z=1.2$. *AJ*, 120:2190–2205, novembre 2000.
- R. P. VAN DER MAREL, D. R. ALVES, E. HARDY et N. B. SUNTZEFF : New Understanding of Large Magellanic Cloud Structure, Dynamics, and Orbit from Carbon Star Kinematics. *AJ*, 124:2639–2663, novembre 2002.
- R. P. VAN DER MAREL, M. FARDAL, G. BESLA, R. L. BEATON, S. T. SOHN, J. ANDERSON, T. BROWN et P. GUHATHAKURTA : The M31 Velocity Vector. II. Radial Orbit toward the Milky Way and Implied Local Group Mass. *ApJ*, 753:8, juillet 2012.
- R. P. VAN DER MAREL et P. GUHATHAKURTA : M31 Transverse Velocity and Local Group Mass from Satellite Kinematics. *ApJ*, 678:187–199, mai 2008.
- R. P. VAN DER MAREL, H. W. RIX, D. CARTER, M. FRANX, S. D. M. WHITE et T. DE ZEEUW : Velocity Profiles of Galaxies with Claimed Black-Holes - Part One - Observations of M31 M32 NGC3115 and NGC4594. *MNRAS*, 268:521, mai 1994.
- P. G. VAN DOKKUM, R. F. PELETIER, R. DE GRIJS et M. BALCELLS : The vertical stellar distribution in NGC 6504 : Detection of a thick disk. *A&A*, 286:415–425, juin 1994.

-
- H. VELAZQUEZ et S. D. M. WHITE : Sinking satellites and the heating of galaxy discs. *MNRAS*, 304:254–270, avril 1999.
- D. VERGANI, B. EPINAT, T. CONTINI, L. TASCA, L. TRESSE, P. AMRAM, B. GARILLI, M. KISSLER-PATIG, O. LE FEVRE, J. MOULTAKA, L. PAIORO, J. QUEYREL et C. LOPEZ-SANJUAN : MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. IV. Fundamental relations of star-forming galaxies at $1 < z < 1.6$. *ArXiv e-prints*, février 2012.
- K. VIEIRA, T. M. GIRARD, W. F. VAN ALTENA, N. ZACHARIAS, D. I. CASETTI-DINESCU, V. I. KORCHAGIN, I. PLATAIS, D. G. MONET, C. E. LÓPEZ, D. HERRERA et D. J. CASTILLO : Proper-motion Study of the Magellanic Clouds Using SPM Material. *AJ*, 140:1934–1950, décembre 2010.
- Á. VILLALOBOS et A. HELMI : Simulations of minor mergers. I. General properties of thick disks. *ArXiv e-prints*, mars 2008.
- M. VITVITSKA, A. A. KLYPIN, A. V. KRAVTSOV, R. H. WECHSLER, J. R. PRIMACK et J. S. BULLOCK : The Origin of Angular Momentum in Dark Matter Halos. *ApJ*, 581:799–809, décembre 2002.
- M. VOGELSBERGER, D. SIJACKI, D. KEREŠ, V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Moving mesh cosmology : numerical techniques and global statistics. *MNRAS*, 425:3024–3057, octobre 2012.
- B. VOLLMER, V. CAYATTE, C. BALKOWSKI et W. J. DUSCHL : Ram Pressure Stripping and Galaxy Orbits : The Case of the Virgo Cluster. *ApJ*, 561:708–726, novembre 2001.
- S. VON HOERNER : Internal structure of globular clusters. *ApJ*, 125:451, mars 1957.
- J. W. WADSLEY, J. STADEL et T. QUINN : Gasoline : a flexible, parallel implementation of TreeSPH. *NewA*, 9:137–158, février 2004.
- I. R. WALKER, J. C. MIHOS et L. HERNQUIST : Quantifying the Fragility of Galactic Disks in Minor Mergers. *ApJ*, 460:121, mars 1996.
- M. G. WALKER, M. MATEO et E. W. OLSZEWSKI : Stellar Velocities in the Carina, Fornax, Sculptor, and Sextans dSph Galaxies : Data From the Magellan/MMFS Survey. *AJ*, 137:3100–3108, février 2009a.
- M. G. WALKER, M. MATEO, E. W. OLSZEWSKI, R. BERNSTEIN, B. SEN et M. WOODROOFE : The Michigan/MIKE Fiber System Survey of Stellar Radial Velocities in Dwarf Spheroidal Galaxies : Acquisition and Reduction of Data. *ApJS*, 171:389–418, août 2007a.
- M. G. WALKER, M. MATEO, E. W. OLSZEWSKI, O. Y. GNEDIN, X. WANG, B. SEN et M. WOODROOFE : Velocity Dispersion Profiles of Seven Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJL*, 667:L53–L56, septembre 2007b.
- M. G. WALKER, M. MATEO, E. W. OLSZEWSKI, J. PEÑARRUBIA, N. WYN EVANS et G. GILMORE : A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies? *ApJ*, 704:1274–1287, octobre 2009b.

- S. M. WALSH, H. JERJEN et B. WILLMAN : A Pair of Boötes : A New Milky Way Satellite. *ApJL*, 662:L83–L86, juin 2007.
- R. A. M. WALTERBOS et R. C. KENNICUTT, Jr. : Multi-color photographic surface photometry of the Andromeda galaxy. *A&AS*, 69:311–332, mai 1987.
- J. WANG, C. S. FRENK et A. P. COOPER : The Spatial Distribution of Galactic Satellites in the LCDM Cosmology. *ArXiv e-prints*, juin 2012a.
- J. WANG, F. HAMMER, E. ATHANASSOULA, M. PUECH, Y. YANG et H. FLORES : Loops formed by tidal tails as fossil records of a major merger. *A&A*, 538:A121, février 2012b.
- S. WANG, Z. FAN, J. MA, R. DE GRIJS et X. ZHOU : Spectral Energy Distributions and Age Estimates of 104 M31 Globular Clusters. *AJ*, 139:1438–1450, avril 2010.
- L. L. WATKINS, N. W. EVANS et J. H. AN : The masses of the Milky Way and Andromeda galaxies. *MNRAS*, 406:264–278, juillet 2010.
- P. M. WEILBACHER, P.-A. DUC et U. FRITZE-V. ALVENSLEBEN : Tidal dwarf candidates in a sample of interacting galaxies. II. Properties and kinematics of the ionized gas. *A&A*, 397:545–555, janvier 2003.
- P. M. WEILBACHER, P.-A. DUC, U. FRITZE V. ALVENSLEBEN, P. MARTIN et K. J. FRICKE : Tidal dwarf candidates in a sample of interacting galaxies. *A&A*, 358:819–834, juin 2000.
- P. M. WEILBACHER, U. FRITZE-V. ALVENSLEBEN, P.-A. DUC et K. J. FRICKE : Large Velocity Gradients in the Tidal Tails of the Interacting Galaxy AM 1353-272 (“The Dentist’s Chair”). *ApJL*, 579:L79–L82, novembre 2002.
- D. R. WEISZ, J. J. DALCANTON, B. F. WILLIAMS, K. M. GILBERT, E. D. SKILLMAN, A. C. SETH, A. E. DOLPHIN, K. B. W. MCQUINN, S. M. GOGARTEN, J. HOLTZMAN, K. ROSEMA, A. COLE, I. D. KARACHENTSEV et D. ZARITSKY : The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury. VIII. The Global Star Formation Histories of 60 Dwarf Galaxies in the Local Volume. *ApJ*, 739:5, septembre 2011.
- D. R. WEISZ, D. B. ZUCKER, A. E. DOLPHIN, N. F. MARTIN, J. T. A. DE JONG, J. A. HOLTZMAN, J. J. DALCANTON, K. M. GILBERT, B. F. WILLIAMS, E. F. BELL, V. BELOKUROV et N. WYN EVANS : The Star Formation History of Leo T from Hubble Space Telescope Imaging. *ApJ*, 748:88, avril 2012.
- Z.-Z. WEN, X.-Z. ZHENG, Y.-H. ZHAO et Y. GAO : Tidal dwarf galaxies at intermediate redshifts. *ApSS*, 337:729–737, février 2012.
- M. WETZSTEIN, T. NAAB et A. BURKERT : Do dwarf galaxies form in tidal tails? *MNRAS*, 375:805–820, mars 2007.
- S. D. M. WHITE et M. J. REES : Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS*, 183:341–358, mai 1978.
- A. B. WHITING, M. J. IRWIN et G. K. T. HAU : A new galaxy in the local group : The antlia dwarf galaxy. *AJ*, 114:996–1001, septembre 1997.

- B. F. WILLIAMS : Clues about the star formation history of the M31 disc from WFPC2 photometry. *MNRAS*, 331:293–312, mars 2002.
- B. F. WILLIAMS : The Recent Star Formation History of the M31 Disk. *AJ*, 126:1312–1325, septembre 2003.
- R. E. WILLIAMS, B. BLACKER, M. DICKINSON, W. V. D. DIXON, H. C. FERGUSON, A. S. FRUCHTER, M. GIAVALISCO, R. L. GILLILAND, I. HEYER, R. KATSANIS, Z. LEVAY, R. A. LUCAS, D. B. MCELROY, L. PETRO, M. POSTMAN, H.-M. ADORF et R. HOOK : The Hubble Deep Field : Observations, Data Reduction, and Galaxy Photometry. *AJ*, 112:1335, octobre 1996.
- B. WILLMAN, M. R. BLANTON, A. A. WEST, J. J. DALCANTON, D. W. HOGG, D. P. SCHNEIDER, N. WHERRY, B. YANNY et J. BRINKMANN : A New Milky Way Companion : Unusual Globular Cluster or Extreme Dwarf Satellite? *AJ*, 129:2692–2700, juin 2005a.
- B. WILLMAN, J. J. DALCANTON, D. MARTINEZ-DELGADO, A. A. WEST, M. R. BLANTON, D. W. HOGG, J. C. BARENTINE, H. J. BREWINGTON, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, E. H. NEILSEN, Jr., A. NITTA et S. A. SNEDDEN : A New Milky Way Dwarf Galaxy in Ursa Major. *ApJL*, 626:L85–L88, juin 2005b.
- B. WILLMAN, F. GOVERNATO, J. J. DALCANTON, D. REED et T. QUINN : The observed and predicted spatial distribution of Milky Way satellite galaxies. *MNRAS*, 353:639–646, septembre 2004.
- A. G. WILSON : Sculptor-Type Systems in the Local Group of Galaxies. *PASP*, 67:27–29, février 1955.
- M. L. WILSON, A. HELMI, H. L. MORRISON, M. A. BREDELS, O. BIENAYMÉ, J. BINNEY, J. BLAND-HAWTHORN, R. CAMPBELL, K. C. FREEMAN, J. P. FULBRIGHT, B. K. GIBSON, G. GILMORE, E. K. GREBEL, U. MUNARI, J. F. NAVARRO, Q. A. PARKER, W. REID, G. SEABROKE, A. SIEBERT, A. SIVIERO, M. STEINMETZ, M. E. K. WILLIAMS, R. F. G. WYSE et T. ZWITTER : Testing formation mechanisms of the Milky Way’s thick disc with RAVE. *MNRAS*, 413:2235–2241, mai 2011.
- R. F. G. WYSE, G. GILMORE, J. E. NORRIS, M. I. WILKINSON, J. T. KLEYNA, A. KOCH, N. W. EVANS et E. K. GREBEL : Further Evidence of a Merger Origin for the Thick Disk : Galactic Stars along Lines of Sight to Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJL*, 639:L13–L16, mars 2006.
- Y. YANG, H. FLORES, F. HAMMER, B. NEICHEL, M. PUECH, N. NESVADBA, A. RAWAT, C. CESARSKY, M. LEHNERT, L. POZZETTI, I. FUENTES-CARRERA, P. AMRAM, C. BALKOWSKI, H. DANNERBAUER, S. DI SEREGO ALIGHIERI, B. GUIDERDONI, A. KEMBHAVI, Y. C. LIANG, G. ÖSTLIN, C. D. RAVIKUMAR, D. VERGANI, J. VERNET et H. WOZNIAK : IMAGES. I. Strong evolution of galaxy kinematics since $z = 1$. *A&A*, 477:789–805, janvier 2008.
- Y. YANG et F. HAMMER : Could the Magellanic Clouds be Tidal Dwarfs Expelled from a Past-merger Event Occurring in Andromeda? *ApJL*, 725:L24–L27, décembre 2010.

- B. YANNY, C. ROCKOSI, H. J. NEWBERG, G. R. KNAPP, J. K. ADELMAN-McCARTHY, B. AL-CORN, S. ALLAM, C. ALLENDE PRIETO, D. AN, K. S. J. ANDERSON, S. ANDERSON, C. A. L. BAILER-JONES, S. BASTIAN, T. C. BEERS, E. BELL, V. BELOKUROV, D. BIZYAEV, N. BLYTHE, J. J. BOCHANSKI, W. N. BOROSKI, J. BRINCHMANN, J. BRINKMANN, H. BREWINGTON, L. CAREY, K. M. CUDWORTH, M. EVANS, N. W. EVANS, E. GATES, B. T. GÄNSICKE, B. GILLESPIE, G. GILMORE, A. NEBOT GOMEZ-MORAN, E. K. GREBEL, J. GREENWELL, J. E. GUNN, C. JORDAN, W. JORDAN, P. HARDING, H. HARRIS, J. S. HENDRY, D. HOLDER, I. I. IVANS, Ž. IVEZIČ, S. JESTER, J. A. JOHNSON, S. M. KENT, S. KLEINMAN, A. KNIAZEV, J. KRZESINSKI, R. KRON, N. KUROPATKIN, S. LEBEDEVA, Y. S. LEE, R. FRENCH LEGER, S. LÉPINE, S. LEVINE, H. LIN, D. C. LONG, C. LOOMIS, R. LUPTON, O. MALANUSHENKO, V. MALANUSHENKO, B. MARGON, D. MARTINEZ-DELGADO et P. et al. MCGEHEE : SEGUE : A Spectroscopic Survey of 240,000 Stars with $g = 14-20$. *AJ*, 137:4377–4399, mai 2009.
- P. YOACHIM et J. J. DALCANTON : The Kinematics of Thick Disks in Nine External Galaxies. *ApJ*, 682:1004–1019, août 2008.
- D. ZARITSKY, J. HARRIS et I. THOMPSON : A digital photometric survey of the magellanic clouds : First results from one million stars. *AJ*, 114:1002–1013, septembre 1997.
- A. R. ZENTNER, A. V. KRAVTSOV, O. Y. GNEDIN et A. A. KLYPIN : The Anisotropic Distribution of Galactic Satellites. *ApJ*, 629:219–232, août 2005.
- X. Z. ZHENG, F. HAMMER, H. FLORES, F. ASSÉMAT et D. PELAT : HST/WFPC2 morphologies and color maps of distant luminous infrared galaxies. *A&A*, 421:847–862, juillet 2004.
- Z. ZHENG, Z. SHANG, H. SU, D. BURSTEIN, J. CHEN, Z. DENG, Y.-I. BYUN, R. CHEN, W.-P. CHEN, L. DENG, X. FAN, L.-Z. FANG, J. J. HESTER, Z. JIANG, Y. LI, W. LIN, W.-H. SUN, W.-S. TSAY, R. A. WINDHORST, H. WU, X. XIA, W. XU, S. XUE, H. YAN, Z. ZHENG, X. ZHOU, J. ZHU, Z. ZOU et P. LU : Deep Intermediate-Band Surface Photometry of NGC 5907. *AJ*, 117:2757–2780, juin 1999.
- D. B. ZUCKER, V. BELOKUROV, N. W. EVANS, J. T. KLEYNNA, M. J. IRWIN, M. I. WILKINSON, M. FELLHAUER, D. M. BRAMICH, G. GILMORE, H. J. NEWBERG, B. YANNY, J. A. SMITH, P. C. HEWETT, E. F. BELL, H.-W. RIX, O. Y. GNEDIN, S. VIDRIH, R. F. G. WYSE, B. WILLMAN, E. K. GREBEL, D. P. SCHNEIDER, T. C. BEERS, A. Y. KNIAZEV, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, J. BRINKMANN, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : A Curious Milky Way Satellite in Ursa Major. *ApJL*, 650:L41–L44, octobre 2006a.
- D. B. ZUCKER, V. BELOKUROV, N. W. EVANS, M. I. WILKINSON, M. J. IRWIN, T. SIVARANI, S. HODGKIN, D. M. BRAMICH, J. M. IRWIN, G. GILMORE, B. WILLMAN, S. VIDRIH, M. FELLHAUER, P. C. HEWETT, T. C. BEERS, E. F. BELL, E. K. GREBEL, D. P. SCHNEIDER, H. J. NEWBERG, R. F. G. WYSE, C. M. ROCKOSI, B. YANNY, R. LUPTON, J. A. SMITH, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, J. BRINKMANN, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : A New Milky Way Dwarf Satellite in Canes Venatici. *ApJL*, 643:L103–L106, juin 2006b.

-
- D. B. ZUCKER, A. Y. KNIAZEV, E. F. BELL, D. MARTÍNEZ-DELGADO, E. K. GREBEL, H.-W. RIX, C. M. ROCKOSI, J. A. HOLTZMAN, R. A. M. WALTERBOS, J. ANNIS, D. G. YORK, Ž. IVEZIĆ, J. BRINKMANN, H. BREWINGTON, M. HARVANEK, G. HENNESSY, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, P. R. NEWMAN, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : Andromeda IX : A New Dwarf Spheroidal Satellite of M31. *ApJL*, 612:L121–L124, septembre 2004a.
- D. B. ZUCKER, A. Y. KNIAZEV, E. F. BELL, D. MARTÍNEZ-DELGADO, E. K. GREBEL, H.-W. RIX, C. M. ROCKOSI, J. A. HOLTZMAN, R. A. M. WALTERBOS, Ž. IVEZIĆ, J. BRINKMANN, H. BREWINGTON, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. Q. LAMB, D. LONG, P. R. NEWMAN, A. NITTA et S. A. SNEDDEN : A New Giant Stellar Structure in the Outer Halo of M31. *ApJL*, 612:L117–L120, septembre 2004b.
- D. B. ZUCKER, A. Y. KNIAZEV, D. MARTÍNEZ-DELGADO, E. F. BELL, H.-W. RIX, E. K. GREBEL, J. A. HOLTZMAN, R. A. M. WALTERBOS, C. M. ROCKOSI, D. G. YORK, J. C. BARENTINE, H. BREWINGTON, J. BRINKMANN, M. HARVANEK, S. J. KLEINMAN, J. KRZESINSKI, D. LONG, E. H. NEILSEN, Jr., A. NITTA et S. A. SNEDDEN : Andromeda X, a New Dwarf Spheroidal Satellite of M31 : Photometry. *ApJL*, 659:L21–L24, avril 2007.
- F. ZWICKY : On the Large Scale Distribution of Matter in the Universe. *Physical Review*, 61:489–503, avril 1942.
- F. ZWICKY : Multiple Galaxies. *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*, 29:344–385, 1956.
- F. ZWICKY : Supernovae and Chains of Supernovae as Launchers of Stars and Galaxies. *PASP*, 74:70, février 1962.