

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Paris VII

Discipline : Astrophysique

École doctorale : Constituants élémentaires - Systèmes complexes
présentée par

Marceau LIMOUSIN

**Contraintes sur la distribution de masse des
galaxies par cisaillement gravitationnel**

Soutenue le : 18 Juin 2004

Composition du jury :

Pr J. Bartlett : Président
Dr B. Fort : Rapporteur
Dr G. Mamon : Rapporteur
Dr J.P. Kneib : Directeur de Thèse
Dr R. Pelló : Examinatrice

Laboratoire d' Astrophysique - Observatoire Midi-Pyrénées
14 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse Cedex 4

*“ Si les portes de la perception
étaient nettoyées, toute chose apparaîtrait à l’homme
telle qu’elle est, infinie... ”*

William Blake

Aux Linottes ...

Remerciements

Je tiens à remercier tout ce qui m'a accompagné au cours de ces années d'apprentissage, de près comme de loin.

Avant tout, André Heslot, physicien théoricien et professeur exceptionnel grâce à qui j'ai poursuivi les études qui m'ont fait déboucher sur ce travail de thèse. Merci aussi à tous les professeurs avec qui j'ai eu la chance d'interagir et qui m'ont "nourri" intellectuellement, en particulier l'équipe de l'UFR de physique de l'Université Paris VII.

Merci à l'école doctorale qui m'a permis de réaliser ma thèse à l'Observatoire Midi-Pyrénées, et à la ville de Toulouse pour m'avoir accueilli.

A ma famille qui m'a permis d'étudier de longues années. A mes proches qui pour la plupart se demandent ce qu'il peut bien de passer dans un laboratoire d'astrophysique.

Merci au jury d'avoir accepté d'encadrer ma soutenance de thèse, et pour leur remarques constructives sur mon travail.

A toutes les personnes qui ont participé à ce 18 juin, en particulier ceux qui ont travaillé dur pour assurer l'après soutenance.

Merci à Jean-Paul pour avoir mis à ma disposition tout ce dont j'avais besoin pour réaliser mon travail de thèse, ainsi que pour son aide, ses encouragements et son optimisme. J'en profite pour saluer Anne-Doulce, Coline, Céleste, Marin et Benoîte pour leur accueil familial.

A toutes les personnes du laboratoire : ceux qui m'ont fait profité de leur expérience, en particulier Roser et Geneviève ainsi que tous les autres : avant tout Seb et Céline avec qui j'ai eu la chance de partager un bureau, et puis bien sûr : Seb, Seb, Patoche, Erika, Johan, Nicolas, Philippe, Hervé, Loïc, Oliver, François, Isabelle, Sylvie, Sylvie, Gérard, Jean-Luc, Fred, Michaël, Mathieu, Bernard, Didier, Josiane, Eric, Anne Marie, Dominique, Guy, Jean-François, Jean-François, Marie, Sylvain, Michel, Boris, Daniel, Alain, Rachida, Yves, Elodie, Cécile, Manu.

Un grand merci à Virginie pour sa compagnie, pour l'amour qui nous unit et qui m'a donné beaucoup d'énergie pour mon travail.

A Laurent pour son amitié et pour m'avoir accompagné dans mes premiers pas solaires.

Je tiens à remercier Vicky pour son amitié, le maté c'est meilleur quand on le partage !

Merci à Priya pour m'avoir reçu à Cambridge, pour ses conseils et sa participation dans l'article. A David pour s'être rendu compte que l'on pouvait mettre nos compétences en commun et commencer à travailler ensemble. A tout le laboratoire d'Astrophysique de l'Université Católica à Santiago du Chili, pour son hospitalité et l'atmosphère amicale et propice au travail qui y règne.

Salut à vous : Lulu, Cyril, Rico, Benouze, Chouette, Lélé, Sylboune, Cheko, Kémi, Freudo, Clairette, Vince, Seb, Denis, Eric, Xav, Steve, Sandra, Seb le chat, Eva, Pons, Bobo, Suisse, Thierry, Apie, les jumelles, Mado, Chantal, Jean-Noël, Boris, Nicole, Jeannie, Maurice, Lydie, Simon, les Marseillais, les Destrem, Edith, Alain, Rebecca, Simon, Samuel, Hélène, David, Eva, Bob, Kiki, Edu, Martha, Sophie, Mathis, Touffy, Esther, Edgar, Perrine, Zaël, Amaranta, Paula, Amaro, Mathilda, Olivier, Béné, Simone.

Tambien quisiera agradecer a la Tierra Latina que me recibió y me enseñó tantas cosas; la familia Barranco en el D.F., la familia Cerda en Santiago de Chile, la familia Quisbert en el Alto de La Paz, y tambien a : Rodrigo, Julien, Magali, Issa, Arturo, Oscar, Ignacio, Rancy, Pepe, Johana, Ely, el proyecto "Mi Casa", Myriam, y los demas ...

L'optique gravitationnelle est désormais devenue un outil populaire pour mesurer les distributions de masse des structures sur des échelles très différentes. Le cisaillement cosmique permet d'étudier les structures à très grande échelle, et la combinaison des cisaillements forts et faibles permet de contraindre la distribution de masse des amas de galaxies. Dans cette thèse, je vais m'intéresser à l'étude des halos de matière noire en utilisant la technique du "galaxy-galaxy lensing". Une telle technique permet l'étude de la distribution de masse des galaxies de champ aussi bien que des galaxies d'amas en utilisant des données de bonne qualité, à partir de télescopes terrestres ou depuis l'espace.

L'idée est la suivante : l'observation des formes de galaxies distantes qui ont été déformées gravitationnellement par des galaxies d'avant-plan nous permet de contraindre la distribution de masse des galaxies d'avant-plan.

Etant donné que la distortion d'une galaxie lentille sur une galaxie distante est très petite devant la largeur de la distribution en ellipticité des galaxies, la seule façon de mesurer cet effet est de considérer le problème statistiquement. Par conséquent, le *galaxy-galaxy lensing* permet de contraindre les propriétés d'une population de halo de matière noire, et la signification des contraintes dépendra du nombre de paires avant-plan/arrière-plan. Un avantage de cette approche statistique est qu'elle permet de sonder le potentiel gravitationnel des halos de galaxies jusqu'à un rayon très grand où les méthodes plus traditionnelles ne sont pas applicables car il est peu probable de rencontrer des traceurs dynamiques et hydrodynamiques à ce rayon.

Je présente une étude théorique du phénomène, en appliquant une méthode de maximum de vraisemblance sur des données simulées, et en introduisant des profils de masse décrivant les halos de galaxies. Le but de ce travail est d'étudier différentes configurations observationnelles et de montrer quelles sont les contraintes que l'on peut espérer obtenir sur les propriétés des halos de galaxies. J'applique ensuite la méthode proposée afin d'étudier les propriétés des galaxies résidants dans des amas lentilles massifs.

Avec le développement des surveys grand champs, la technique du galaxy-galaxy lensing sera très utile pour caractériser la distribution de masse des galaxies en fonction du redshift, de l'environnement et de la morphologie.

Gravitational lensing has now become a popular tool to measure the mass distribution of structure in the universe on various scales. Recently there have been progress on mapping the mass distribution on relatively large scales using cosmic shear, and on cluster scales using the combination of strong and weak lensing. I will focuss on the study of galaxy's scale dark matter halos which become possible with high quality imaging data, from ground based telescope or space telescope. The idea is the following : observing the shapes of distant background galaxies wich have been lensed by foreground galaxies allows us to map the mass distribution of the foreground galaxies. This is called galaxy-galaxy lensing. Of course, the lensing effect is small compared to the intrinsic ellipticity distribution of galaxies, thus a statistical approach is needed ; consequently, galaxy-galaxy lensing studies allow to constrain the mean properties of the halo population as a whole, and the reliability of the signal will depend on the number of foreground-background pairs. One advantage of this statistical approach is that it provides a probe of the gravitational potential of the halos of galaxies out to very large radii, where few classical methods are viable, since dynamical and hydrodynamical tracers of the potential cannot be found at this radii.

I present a maximum likelihood analysis of simulated data, investigating the properties of different mass models I will introduce, and show the accuracy and robustness of constraints that can be obtained on galaxy halo properties. Then I will apply this method to study the properties of galaxies which stand in massive cluster lenses.

Introduction

Le but principal de cette thèse est d’apporter une contribution à l’étude des halos de matière noire de galaxies. En effet, l’observation des courbes de rotation des galaxies spirales aussi bien que les théories de formation des galaxies ont amené à l’hypothèse de matière noire : les galaxies sont constituées d’une partie visible contenue dans un halo de matière noire qui s’étend bien au-delà de cette partie lumineuse. Les halos de matière noire n’émettent pas de radiations détectables, et se manifestent uniquement par la gravité engendrée par leur masse. A l’heure actuelle, deux méthodes sont viables pour étudier ces halos de galaxies sur de grandes échelles (de l’ordre de la centaine de kpc) : la dynamique des galaxies satellites et le cisaillement gravitationnel.

Le cisaillement gravitationnel permet d’étudier le déflecteur, c’est à dire l’objet astrophysique qui donne naissance aux déformations observées sur la lumière provenant de galaxies d’arrière-plan. Le *galaxy-galaxy lensing* correspond à la déformation de rayons lumineux en provenance d’une population de galaxies lointaines par des galaxies d’avant-plan. L’intensité de l’effet pour un couple source/lentille est très faible et seule une méthode statistique est fiable pour déduire des informations sur une population de halos de galaxies. Etant donné que l’essentiel de la masse d’une galaxie réside dans son halo de matière noire, l’outil de *galaxy-galaxy lensing* va permettre de contraindre la masse des halos de matière noire d’une population de galaxies donnée.

Le Chapitre 1 rappelle le cadre cosmologique adopté et décrit les différentes méthodes “traditionnelles” (c’est à dire le *lensing* mis à part) permettant de contraindre la masse des galaxies. L’accent est porté sur les études reposant sur la dynamique de galaxies satellites, méthode permettant d’étudier le halo de matière noire sur toute son étendue.

Le *galaxy-galaxy lensing* est une technique émergente : la première détection remonte à 1996. Le Chapitre 2 présente le formalisme de l’optique gravitationnelle. Une revue des différentes détections obtenues jusqu’à maintenant grâce au *galaxy-galaxy lensing* est proposée au Chapitre 3.

Mon approche du *galaxy-galaxy lensing* a été, dans un premier temps, théorique. Un tel phénomène est assez fin et difficile à mettre en évidence ; j’ai donc entrepris un travail de simulation numérique me permettant de me familiariser avec ce phénomène. Plusieurs configurations observationnelles sont étudiées : des configurations d’amas de galaxies et de champ, et je compare les contraintes que l’on peut obtenir depuis un télescope au sol ou depuis l’espace. Ce travail théorique est accompagné de l’étude de profils de masse afin de décrire les halos de matière noire des galaxies (Chapitre 4). L’ensemble m’a permis de comprendre quels sont les paramètres pertinents à prendre en compte lorsque l’on travaille avec un tel outil. Ce travail de simulation numérique est décrit dans le Chapitre 5, et un article de revue concernant cet aspect de mon travail, en cours de publication, est reproduit à la fin de ce manuscrit.

Ce travail numérique a été réalisé dans le but de l’appliquer à de vraies données. Mon travail s’inscrit dans un projet plus vaste qui regroupe des observations variées sur un échantillon homogène d’amas de galaxies à $z \simeq 0.2$ (observations grand champ à l’aide de la *CFH12k*, observations des parties centrales de l’amas grâce au *HST*, et observations en X avec *XMM-Newton*). Les buts scientifiques de ce projet sont résumés au début du Chapitre 6. Ma contribution à ce projet repose sur l’étude des

profils de masses sur des petites échelles, allant de 10 kpc à une centaine de kpc, c'est à dire sur *les halos des galaxies de ces amas*. Pour ce faire, j'utiliserai les données *CFH12k* qui disposent d'informations en trois couleurs : B, R et I pour la plupart des amas.

Afin de tirer toute l'information possible de l'imagerie en trois couleurs, j'ai estimé des redshifts photométriques bayésiens pour tous les objets repérés en trois couleurs et qui sont à la base de mon analyse. Cette estimation repose sur un travail de simulation numérique qui m'a permis de savoir sur quels domaines de redshift une contrainte était possible. De plus, je vérifie la pertinence de l'estimation sur un sous échantillon spectroscopique dont on dispose pour le champ de A1689, ainsi que sur le signal *weak lensing* correspondant à l'amas tout entier. Le Chapitre 6 explique en détail comment ont été réalisés les catalogues correspondant aux clichés de chaque amas. Le Chapitre 7 présente les résultats obtenus en appliquant la méthode exposée au Chapitre 5 sur les catalogues.

Le principal résultat de mon analyse est que les halos des galaxies résidant dans l'environnement dense d'un amas sont tronqués par rapport à des galaxies de champ dotées d'une luminosité équivalente. Un tel comportement a déjà été mis en évidence par d'autres études dans les parties très centrales d'une demi-douzaine d'amas de galaxies, à l'aide de clichés HST. En plus de confirmer cette tendance sur un échantillon *homogène* d'amas de galaxies, je suis capable, grâce aux images grand champ, d'étudier aussi bien les parties centrales et virialisées que les régions périphériques de ces amas de galaxies (à une distance du centre supérieure à 2 Mpc). Le caractère tronqué des halos de galaxies est observé aussi bien dans les parties centrales que dans les régions périphériques des amas, indiquant que les galaxies semblent homogènes jusqu'à un très grand rayon.

Enfin, mon travail de simulation m'a permis d'étudier numériquement des configurations de champ, milieu peu dense comparé à celui d'un amas de galaxies, et où l'on s'attend à trouver des halos de matière noire non tronqués, dont l'extension peut être supérieure à quelques centaines de kpc. La suite de mon travail de recherche va consister à répéter l'analyse développée au cours de cette thèse à des galaxies de champ. Les projets COSMOS et le CFHTLS me permettront d'entreprendre de telles études.

Table des matières

Remerciements	6
Résumé	8
Introduction	10
1 Cosmologie et Galaxies	17
1.1 Cosmologie	18
1.1.1 Introduction	18
1.1.2 Métrique	19
1.1.3 Equations d'Einstein et de Friedmann	21
1.2 Le problème de la matière noire	22
1.3 Galaxies	24
1.3.1 Classification	24
1.3.2 Fonction de luminosité	24
1.3.3 Relations d'échelle	25
1.3.4 Distribution en ellipticité	27
1.3.5 Matière noire au sein des Galaxies	28
1.3.6 Dynamique des galaxies satellites	29
1.3.7 Théorie modifiée de la gravité	31
1.4 Amas de Galaxies	32
2 Lentilles gravitationnelles	35
2.1 Présentation du phénomène	36
2.2 Equation des lentilles	37
2.2.1 Hypothèses simplificatrices	37
2.2.2 Banc d'optique	38
2.2.3 Equation du temps d'arrivée	40
2.3 Description locale des déformations : matrice d'amplification	40
2.4 Régimes de déformations gravitationnelles	42
2.5 La forme d'un objet et sa déformation par une lentille	44
2.5.1 Matrice de forme	44
2.5.2 Transformation d'une source elliptique	45
2.6 Weak lensing : moyennage des déformations	46

3	Galaxy-Galaxy Lensing	49
3.1	Introduction	50
3.1.1	Ordre de grandeur	50
3.1.2	Stratégies de détection	51
3.2	Les détections	54
3.2.1	Détections dans le champ	55
3.2.2	Détections au sein des amas de galaxies	58
3.2.3	Le point de vue des simulations numériques	59
4	Profils de matière noire	63
4.1	Naissance des structures de l'Univers	64
4.1.1	Le champ de fluctuations primordiales de densité	64
4.1.2	Processus de relaxation	64
4.1.3	Equation de Jeans à l'équilibre : premières solutions	65
4.1.4	Les simulations numériques	66
4.1.5	Vers un profil de masse "universel" ?	67
4.2	Décrire les structures de l'Univers	67
4.2.1	Quantités utiles	68
4.2.2	Profil <i>PIEMD</i>	69
4.2.3	Profil <i>NFW</i>	70
4.2.4	Profil <i>PL</i>	72
4.2.5	Décrire des galaxies	73
4.3	Comparaison de ces profils	74
4.3.1	Masse dans le cercle critique tangentiel dans le cas d'une symétrie circulaire	74
4.3.2	A l'échelle des galaxies : profils de shears réduits	74
5	Simulation du cisaillement et recouvrement du profil de masse	81
5.1	Introduction	82
5.2	Simulation d'images	82
5.2.1	Sol et Espace	83
5.2.2	Relations d'échelle	84
5.2.3	Population d'arrière-plan	85
5.2.4	Les lentilles d'avant-plan	86
5.2.5	Description de la composante de l'amas	89
5.3	Simulation et analyse du catalogue d'images	91
5.4	Résultats	92
5.4.1	Nombre de sources d'arrière-plan	93
5.4.2	Cas de sources circulaires	93
5.4.3	Influence d'une incertitude sur le redshift	97
5.4.4	Influence d'une incertitude dans la description de la compo- sante de l'amas	98
5.5	Discussion	98
5.5.1	Remarques générales	98
5.5.2	R_{\max}	99
5.5.3	Ajustement des déformations <i>NFW</i> par un profil <i>PIEMD</i> et réciproquement	99

5.6	Reparamétrisation du problème	100
5.6.1	Changement de variable	101
5.6.2	Résultats	102
5.6.3	Ajustement des déformations <i>NFW</i> par un profil <i>PIEMD</i> . . .	102
5.7	Conclusions de l'étude numérique	104
6	Application à un échantillon d'amas : catalogues	107
6.1	L'échantillon	108
6.1.1	Buts scientifiques	108
6.1.2	Sélection	108
6.1.3	Observations de l'échantillon	109
6.1.4	La caméra <i>CFH12k</i>	109
6.1.5	Réduction des données <i>CFH12k</i>	111
6.2	Exploitation des clichés astronomiques	111
6.2.1	Le problème de la PSF	111
6.2.2	Identification étoiles/galaxies	113
6.2.3	Estimation des paramètres de forme des objets : <i>Im2shape</i> . .	114
6.2.4	Création de la carte de PSF	115
6.2.5	La forme des galaxies	115
6.3	Redshifts Photométriques Bayésiens	115
6.3.1	Travail photométrique	116
6.3.2	Redshifts photométriques	119
6.3.3	Approche Bayésienne du problème	122
6.3.4	Illustration de la méthode des Redshifts Photométriques Bayésiens sur un échantillon spectroscopique	126
6.3.5	Quel redshift assigner aux galaxies ?	128
6.3.6	Isoler les objets d'arrière-plan	130
6.3.7	Vérification de la validité des redshifts photométriques bayésiens	131
6.3.8	Catalogues finaux	133
7	Application à un échantillon d'amas : Résultats	137
7.1	Présentation	138
7.1.1	Les amas	138
7.1.2	Le signal	141
7.1.3	Tests	142
7.2	Etude de A1763	142
7.2.1	Dans le plan (σ_0, r_{cut})	144
7.2.2	Dans le plan (M_{aper}, R_{aper})	144
7.2.3	Profil <i>NFW</i>	145
7.2.4	Profil <i>PL</i>	145
7.2.5	Cohérence des différentes détections	146
7.3	A1763 : Influence de l'environnement local	148
7.3.1	<i>IN & OUT</i>	148
7.3.2	Par tranche en distance projetée	148
7.3.3	Conclusions	150
7.4	Les autres détections	151
7.4.1	Détections significatives ($> 1\sigma$)	151

7.4.2	Discussion	152
7.4.3	Détection marginale ($< 1\sigma$) sur A1689	153
7.5	Les 5 amas ensemble	156
7.6	Discussion	158
7.6.1	Rayons de coupure et pente de la distribution de matière . . .	158
7.6.2	Comparaisons avec d'autres études	158
7.6.3	Influence de l'environnement local	160
7.6.4	Non détection dans certains amas	163
7.7	Conclusions & Perspectives	164
	Bibliographie	166
	Liste des tableaux	178
	Table des figures	180
A	Article Limousin, Kneib & Natarajan (2004)	185

Chapitre 1

Cosmologie et Galaxies

1.1 Cosmologie

1.1.1 Introduction

Cette thèse porte sur l'étude de la matière noire au sein des halos de galaxies, sujet s'inscrivant dans la problématique plus générale de la cosmologie. Nous allons commencer par exposer brièvement le cadre cosmologique actuel. Ce manuscrit n'a pas la prétention d'exposer en détail la cosmologie moderne mais juste de donner quelques notions de base. Pour une revue complète, on pourra consulter le livre "Chronique de l'espace-temps" [83], ou encore consulter l'ouvrage de référence de Peebles "Principles of Physical Cosmology" [104].

Commençons par définir l'objet de la cosmologie :

La cosmologie s'intéresse à l'étude globale de la formation, de l'évolution et de la structure de l'Univers.

Cette définition a soulevé des questions dès que les hommes ont pu commencer à s'en poser, et toutes les sociétés ont une cosmologie qui leur est propre, reliée à la façon même dont elles appréhendent l'Univers.

Les pionniers de la cosmologie, bien avant les scientifiques, furent les religieux et philosophes de tout bord. La cosmologie en tant que science est jeune ; cela fait environ un siècle que la cosmologie est passée du stade de la métaphysique à celui de la physique. S'intéresser à l'Univers d'un point de vue scientifique suppose l'existence de relations globales ; la cosmologie s'intéresse moins aux différents objets astrophysiques constituant l'Univers qu'à la structure générale qui les abrite et au sein de laquelle ils évoluent, et cherche les lois universelles qui gouverneraient cette dynamique cosmique. Un modèle cosmologique est une description de cette structure et de son évolution.

Prétendre étudier un système aussi complexe que l'Univers est ambitieux et nécessite des hypothèses simplificatrices. La première hypothèse que vérifient nos modèles est le Principe Cosmologique :

L'Univers est spatialement homogène et isotrope à grande échelle.

L'homogénéité de l'Univers signifie qu'à un instant donné les propriétés générales de l'Univers sont les mêmes quel que soit le point de l'espace considéré. L'isotropie souligne que ces propriétés ne dépendent pas de la direction dans laquelle on les observe, et donc qu'il n'existe pas de direction privilégiée. Ces hypothèses furent à la base des travaux d'Einstein en cosmologie.

Un examen du ciel à l'œil révélera des astres, des étoiles pour la plupart, séparés par des vides de matière. Avec des télescopes, on peut être sensible à des galaxies, séparées elles aussi par des espaces vides de matière. A plus grande échelle, ce sont les superamas de galaxies qui s'imposent, une fois encore séparés par des vides. La taille de ces structures, que l'on pense être les plus grandes, est de l'ordre de quelques dizaines de mégaparsec (Mpc¹). C'est au-delà d'une telle échelle que s'exprime le Principe Cosmologique.

A l'échelle de l'Univers, chacune des galaxies peut être considérée comme ponctuelle : ce sont les objets de base du cosmos, les "briques élémentaires" que l'on décrit comme un *gaz de galaxies*, caractérisé par des grandeurs macroscopiques comme la pression et la densité. Un modèle cosmologique doit inclure une équation d'état les reliant.

¹1 Mpc = $3,09 \times 10^{22}$ m.

Le Principe Cosmologique repose sur des observations :

- La découverte du rayonnement cosmique fossile par Penzias & Wilson en 1965 [105] sur laquelle se fonde l'isotropie énoncée dans le principe cosmologique : le rayonnement détecté est le même quelle que soit la direction choisie. Ce rayonnement a été étudié par le satellite *COBE* en particulier, qui révèle un rayonnement millimétrique de corps noir à une température de 2,725 K résultant du découplage matière-rayonnement lors de la recombinaison électronique [83]. Ce rayonnement constitue le spectre le mieux ajusté par un modèle de corps noir jamais observé dans la nature.
- Les relevés de galaxies à grande échelle font apparaître un réseau de structures sur une échelle de quelques dizaines de Mpc. Au delà, l'Univers apparaît homogène (la Figure 1.1 correspond au relevé *2dFGRS* [103]).

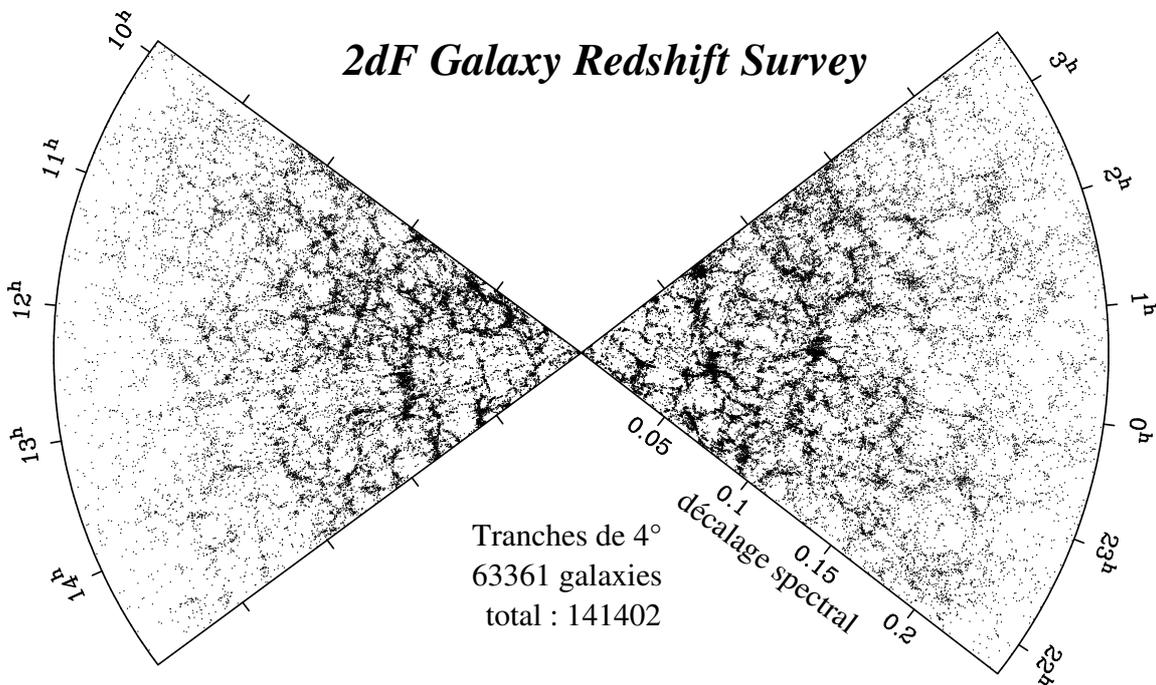


FIG. 1.1 – Distribution des galaxies observée par le relevé *2dFGRS*. Les points sont portés en fonction de l'ascension droite α et du décalage spectral z pour une tranche de 4° en déclinaison δ . Les deux régions observées sont les pôles galactiques Nord (à gauche) et Sud (à droite). L'image fait apparaître une richesse de structures, comme des superamas de galaxies et des vides, sur une échelle caractéristique de $\Delta z \simeq 0,01$, soit $D \simeq c/H_0 \Delta z \simeq 30 h^{-1}$ Mpc. A plus grande échelle, l'Univers apparaît homogène.

Une telle isotropie de l'Univers n'a pu être constatée qu'autour de notre galaxie. En invoquant le *Principe de Copernic* selon lequel notre position dans l'Univers n'est pas privilégiée par rapport à d'autres observateurs éventuels, l'isotropie en tout point assure l'homogénéité.

1.1.2 Métrique

On peut déduire du principe cosmologique une métrique de l'espace temps assez générale pour l'Univers, appelée métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

(FLRW). Si ds représente un intervalle spatio-temporel, celui-ci est relié aux coordonnées spatio-temporelles par l'équation suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 d\sigma^2. \quad (1.1)$$

où l'on a décomposé la partie temporelle de la partie spatiale $d\sigma^2$:

$$d\sigma^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (1.2)$$

avec k le paramètre de courbure, duquel va dépendre la géométrie de l'Univers (euclidien, sphérique ou hyperbolique). Cette partie spatiale de la métrique peut s'écrire :

$$d\sigma^2 = d\chi^2 + S_k(\chi)^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.3)$$

si on utilise la coordonnée χ , où $r \equiv S_k(\chi)$ et

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi & (k = 1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases} \quad (1.4)$$

En faisant une coupe à temps constant de l'espace temps, la métrique se réduit à sa partie spatiale $R(t)^2 d\sigma^2$. Celle-ci change au cours du temps par l'intermédiaire du facteur $R(t)$. La distance spatiale entre deux points, considérés au temps t , est proportionnelle à $R(t)$. D'après les observations de l'expansion, le facteur d'échelle est croissant, et l'espace s'étend donc avec le temps.

Cette métrique permet d'introduire le décalage vers le rouge des signaux émis par les galaxies lointaines (on utilisera le terme de *redshift* par la suite). En effet, considérons le système de coordonnées comobiles tel que nous soyons à l'origine ($r = 0$ à t_0), et la propagation d'un photon émis par un objet au repos de coordonnées r_1, t_1 ($\theta_1 = \phi_1 = 0$). Cette lumière est reçue à l'instant t_0 . Ce photon suit une géodésique de l'espace temps dont l'intervalle spatio-temporel est nul :

$$ds^2 = 0 = c^2 dt^2 - R(t)^2 d\chi^2 \quad (1.5)$$

Par intégration, on obtient :

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \chi_1. \quad (1.6)$$

La source de lumière ayant une période δt_1 , la crête suivante, émise en $t_1 + \delta t_1$, nous parviendra en $t_0 + \delta t_0$ où δt_0 vérifie

$$\int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \chi_1 \quad (1.7)$$

La différence entre les équations 1.7 et 1.6 donne :

$$\frac{c \delta t_0}{R(t_0)} = \frac{c \delta t_1}{R(t_1)} \quad (1.8)$$

En exprimant les longueurs d'onde émise λ_1 et reçue λ_0 , on peut faire intervenir le décalage spectral z :

$$\frac{R(t_0)}{R(t_1)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \equiv 1 + z \quad (1.9)$$

Dans le cas d'un Univers en expansion, la longueur d'onde du rayonnement reçu est donc décalée vers une valeur plus grande.

La métrique de FLRW permet également de retrouver de façon formelle la loi de Hubble qui relie le décalage spectral d'un objet z à sa distance D : $cz = H_0 D$.

1.1.3 Equations d'Einstein et de Friedmann

Le cadre théorique le plus couramment utilisé pour décrire l'Univers est celui de la Relativité Générale (Einstein, 1915 [35]) selon laquelle la géométrie est modifiée par la présence de matière. Les équations d'Einstein sont du type :

$$COURBURE = MATIERE \quad (1.10)$$

L'écriture de cette équation fait intervenir les notations tensorielles que nous n'introduirons pas.

Les équations de Friedmann découlent des équations d'Einstein et vont permettre d'exprimer le facteur d'échelle $R(t)$ et le paramètre de courbure k en fonction des paramètres fondamentaux du fluide cosmique, la densité ρ et la pression P . Elles sont données par :

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{c^2}{3}\Lambda - \frac{c^2}{R^2}k \quad (1.11)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{c^2}{3}\Lambda \quad (1.12)$$

$$\frac{d(\rho c^2 R^3)}{dt} = -P \frac{dR^3}{dt} \quad (1.13)$$

où Λ correspond à la constante cosmologique introduite historiquement par Einstein dans un souci d'obtenir une solution statique d'Univers. Pour être capable de résoudre ces équations, il faut disposer d'une équation d'état du fluide cosmique, reliant sa pression P et sa densité ρ .

La première équation correspond à l'évolution du facteur d'échelle. En l'évaluant à l'époque actuelle t_0 , et en introduisant la constante de Hubble $H_0 = (\dot{R}/R)_{t=t_0}$, on peut la réécrire :

$$\Omega_0 + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad (1.14)$$

avec :

$$\begin{cases} \Omega_0 &= \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_0 &= \frac{\rho_0}{\rho_c} \\ \Omega_\Lambda &= \frac{c^2}{3H_0^2}\Lambda \\ \Omega_k &= -\frac{c^2}{H_0^2 R_0^2}k \end{cases} \quad (1.15)$$

où $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 1,88 \cdot 10^{-26} h^2 \text{ kg m}^{-3}$ est la densité critique de l'Univers². Les différents Ω_u constituent les paramètres cosmologiques qui régissent la géométrie et la dynamique de l'Univers.

²Ceci correspond à $\rho_c = 2,79 \times 10^{11} h^2 M_\odot \text{ Mpc}^{-3}$ – où M_\odot est la masse du soleil.

1.2 Le problème de la matière noire

Nous allons désormais nous intéresser plus précisément au paramètre $\Omega_0 = \rho_0/\rho_c$. De façon générale, il correspond à la somme des différentes densités à prendre en compte à une époque donnée : $\rho_0 = \rho_{M0} + \rho_{\gamma 0}$.

L'Univers est actuellement dominé par la matière et on peut raisonnablement négliger la contribution du rayonnement ($\Omega_{\gamma 0} \simeq 4,2 \times 10^{-5} h^{-2}$ et $\Omega_{M0} \sim 0,3$), d'où : $\rho_0 = \rho_{M0}$ et $\Omega_0 = \Omega_{M0}$.

Les expériences récentes semblent pointer vers une valeur de Ω_{M0} proche de 0.3. Ces expériences reposent sur l'étude des amas de galaxies, du fond diffus cosmologique, et des supernovae de type Ia [49]. Néanmoins, si les cosmologistes semblent s'accorder et converger vers une telle valeur de Ω_{M0} proche de 0.3, la situation est plus compliquée et il ne serait pas honnête d'affirmer que l'on connaisse ce paramètre avec certitude. Par exemple, les travaux de Vauclair et al. [125] parviennent à une valeur de Ω_{M0} proche de l'unité et par conséquent n'ont pas besoin d'introduire une constante cosmologique pour rendre compte des observations. Ces travaux reposent sur l'observation en X d'amas distants à l'aide du satellite *XMM*. Vauclair et al. ont mis en évidence une évolution dans la population des amas en fonction du redshift, signe d'une densité de matière élevée.

Ω_{M0} correspond à la densité de masse totale de l'Univers. Comparons la à la contrainte sur la densité de baryons déduite du modèle de la nucléosynthèse : $\Omega_b h^2 = 0,02 \pm 0,002$. La comparaison entre Ω_{M0} et Ω_b indique donc la présence d'une forte quantité de matière non-baryonique. On peut également mettre en parallèle la densité de baryons et celle de la matière lumineuse contenue dans les étoiles, Ω_* [34] : $\Omega_* h = 0,003 \pm 0,002$. L'examen de ces dernières relations met en évidence deux choses : il existe de la matière noire - noire car elle n'émet pas (ou pas assez pour qu'on y soit sensible) de lumière mais est nécessaire dans les bilans d'énergies. Une petite partie ($\simeq 4\%$) de cette matière est baryonique, l'autre est non baryonique, c'est à dire constituée d'une matière dont la nature est inconnue. La matière noire baryonique a été recherchée par exemple grâce au phénomène de microlensing sous la forme d'objets massifs compacts ("MAssive Compact Halos Objects", ou MACHOs).

Quant à la matière noire non baryonique, son origine mystérieuse est sujette à spéculations, notamment dans le domaine de la physique des particules (Kolb, 2002 [65]). Les candidats ont la caractéristique commune d'être faiblement couplés à la matière baryonique :

- les neutrinos massifs, à la base des scénarios de matière noire chaude ("Hot Dark Matter" ou HDM). La matière noire chaude est de faible masse et encore relativiste au moment de son découplage. On la distingue de la matière noire froide ("Cold Dark Matter" ou CDM) qui s'est découplée très tôt dans l'histoire thermique de l'Univers. Les expériences récentes ayant mis en évidence l'oscillation de neutrinos ont fixé un ordre de grandeur autour de l'eV sur la masse des neutrinos. Ces particules ne devraient donc pas contribuer de façon prépondérante à la matière noire. De plus, les neutrinos chauds et massifs ne permettent pas de rendre compte de la formation des structures jusqu'aux échelles de galaxies. Il faut faire intervenir de la matière noire froide.
- La matière noire tiède (masse de l'ordre de 1 keV) qui pourrait se trouver sous forme de neutrinos stériles ou de gravitinos (partenaire supersymétrique du

graviton).

- Les WIMPS (“Weakly Interactive Massive Particles”), particules massives faiblement couplées à la matière ordinaire, englobant les neutrinos massifs. Les expériences Antares ou Edelweiss cherchent des masses comprises entre 100 et 1000 GeV.
- Les partenaires supersymétriques de particules ordinaires, comme les photinos et les gravitinos, peuvent constituer la matière noire froide.

Quelle que soit la nature de cette matière noire froide, on a de plus en plus d’éléments en faveur de son existence.

Historiquement, c’est Zwicky, en 1933 [133] qui a pour la première fois émis l’hypothèse audacieuse de l’existence de matière noire en étudiant l’amas de Coma. Il trouve que les vitesses d’agitation des galaxies y sont bien trop grandes pour que la stabilité dynamique de l’amas soit assurée par la seule masse lumineuse.

Plus tard, c’est l’étude des vitesses de rotation des étoiles et du gaz en fonction de la distance au centre dans les galaxies spirales qui amènera à supposer l’existence de matière noire (Freeman, 1970 [40]) : si la masse des galaxies était simplement concentrée dans le disque lumineux, cette courbe de rotation devrait être décroissante au delà d’un certain rayon. Or elle reste constante bien au delà de la partie lumineuse (on étudie alors la vitesse des nuages de gaz HI plutôt que celle des étoiles) comme on le voit sur la Figure 1.2. Un halo de matière noire sphérique et étendu permet de rendre compte des observations. Le rapport de la masse M sur la luminosité L

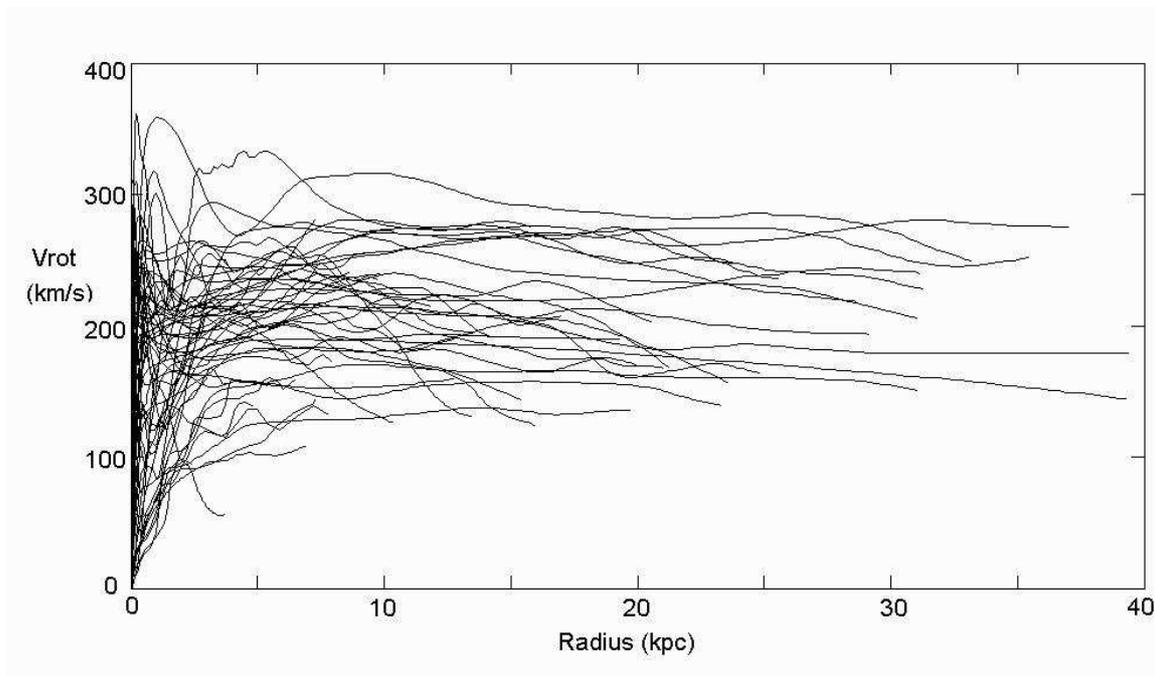


FIG. 1.2 – Vitesse de rotation des particules test (étoiles, nuages HI) en fonction de la distance au centre des galaxies spirales. Les courbes restent plates alors que l’on s’attendrait à les voir décroître si la masse était concentrée dans la partie lumineuse de la galaxie. (Sofue et al., 1999 [108])

des galaxies est ainsi bien plus grand que la valeur mesurée pour un astre compact lumineux (M_{\odot}/L_{\odot} pour le Soleil). On a l’ordre de grandeur suivant pour les galaxies : $M/L \sim 20 M_{\odot}/L_{\odot}$. La partie la plus importante de la masse des galaxies se trouve

donc sous forme non-lumineuse. Les amas de galaxies semblent regrouper encore davantage de matière noire. L'étude des dispersions de vitesse des galaxies dans des amas permet d'estimer le rapport masse sur luminosité : Carlberg et al, 1996 [20] trouvent $M/L = 295 \pm 53 h M_{\odot}/L_{\odot}$. Les résultats plus récents de Lokas & Mamon, 2003 [73] donnent $M/L \simeq 351 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$.

Tout au long de ce manuscrit, nous utiliserons la cosmologie "à la mode" au moment de l'écriture de ce manuscrit, dite Λ CDM (Λ car on utilise un modèle d'Univers doté d'une constante cosmologique, CDM car on adopte un modèle de matière noire froide) : $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $H_0 = 65 h_{65} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Dans un tel modèle cosmologique, à $z = 0.2$, $1''$ correspond à $3.55 h_{65}^{-1} \text{ kpc}$.

1.3 Galaxies

On va donner quelques propriétés de base des galaxies auxquelles on fera référence dans ce manuscrit. On commencera par présenter une classification par type, puis la fonction de luminosité. On s'intéressera ensuite aux relations d'échelle qui relient la luminosité à la masse des galaxies. Enfin, on parlera de matière noire au sein des galaxies ; en particulier, on énumérera les différentes méthodes (le lensing mis à part) permettant d'étudier les halos de matière noire des galaxies, notamment celles qui ont mis en évidence la présence d'un tel halo.

1.3.1 Classification

Ces énormes accumulations d'étoiles, gaz et poussières que sont les galaxies ne sont pas toutes identiques ; on va définir des *types morphologiques* basés sur leur apparence optique. On obtient ce faisant le diagramme de Hubble (Figure 1.3). Les galaxies en forme d'ellipses sont appelées *elliptiques* et définissent la branche allant de E0 à E7, où le numéro correspond à 10 fois la valeur de l'ellipticité $1 - b/a$, avec a et b respectivement grand et petit axes de l'ellipse. Les galaxies dotées d'une structure en forme de disque et munie de bras spiraux sont appelées galaxies *spiraux* S. Elles présentent aussi une composante sphérique en leur centre, le *bulbe*. Les galaxies spirales dotées d'une barre sont appelées *spiraux barrés* SB. On définit des sous-classes de galaxies spirales Sa, Sb, Sc, Sd (Figure 1.3). L'intermédiaire entre les elliptiques et les spirales sont les galaxies *lenticulaires* S0, formées d'un disque et d'un bulbe, mais ne présentant pas de bras spiraux. Les galaxies irrégulières sont celles qui ne correspondent à aucun des types définis. On appelle les galaxies elliptiques et lenticulaires *early-type* alors que les spirales et les irrégulières sont appelées *late-type*. Contrairement à ce qu'ils pourraient laisser supposer, ces termes ne concernent pas l'âge des galaxies ou ne définissent pas une quelconque étape dans l'évolution des galaxies.

1.3.2 Fonction de luminosité

La fonction de luminosité correspond à un comptage de galaxies : il s'agit du nombre de galaxies pour une magnitude apparente donnée. Pour obtenir une telle fonction, on effectue le comptage dans l'Univers local. Dès lors, la luminosité L^* (ou

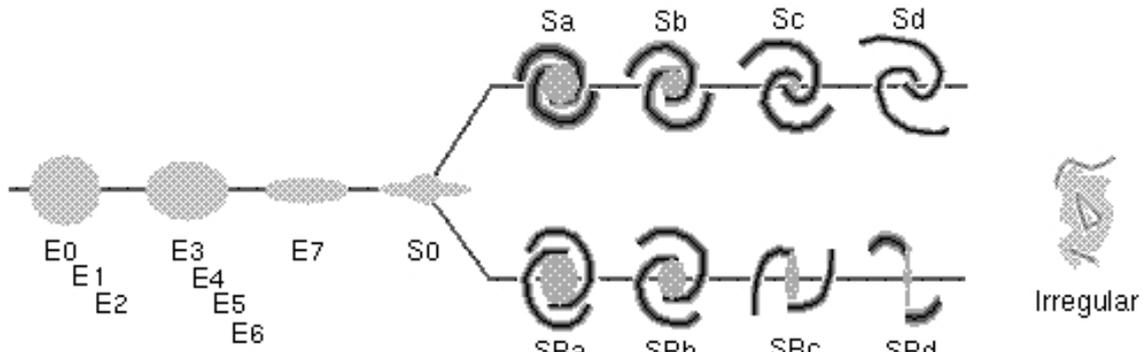


FIG. 1.3 – Diagramme de Hubble des galaxies

la magnitude M^*) d'un échantillon de galaxies se déduit de l'ajustement de la fonction de luminosité par une fonction de Schechter (1976), de la forme :

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (1.16)$$

où L correspond à la luminosité d'une galaxie et $\phi(L)dL$ au nombre de galaxies dotées d'une luminosité comprise entre L et $L + dL$ par Mpc^3 . Il y a trois paramètres à ajuster : α , ϕ^* et L^* . La pente de la queue de la fonction de luminosité est déterminée par α . Lorsque $\alpha = -1$, la fonction de luminosité est qualifiée de plate. L^* est la luminosité caractéristique, et ϕ^* correspond au nombre de galaxies par Mpc^3 dotées de la luminosité caractéristique L^* . Les valeurs locales de α et de ϕ^* sont incertaines, notamment car il se peut que ces paramètres dépendent du type morphologique, alors que la contribution de chaque type à la fonction de luminosité globale n'est pas claire.

Une fois définie la luminosité caractéristique L^* à $z = 0$, on translate cette luminosité au redshift qui nous intéresse, pour obtenir une luminosité L^* à un redshift donné. La Figure 1.4 montre une fonction de luminosité (Binggelli et al., 1988 [12]). On peut aussi citer l'étude faite par de Lapparent, 2003 [29] qui fait un bilan récent de toutes les fonctions de luminosité.

1.3.3 Relations d'échelle

Définir une luminosité caractéristique L^* est utile pour étudier des populations de galaxies de façon statistique et en déduire des informations moyennes sur cet échantillon : on est en présence de galaxies plus ou moins brillantes, et souvent on ramène les résultats déduits des informations contenues dans cet échantillon à une galaxie "standard" munie d'une luminosité caractéristique L^* . Nous allons exposer les relations dites de Tully-Fisher et de Faber-Jackson qui exprime une relation entre la luminosité et un paramètre caractérisant la masse : Δv pour la vitesse de rotation maximale d'un disque galactique, et σ pour la dispersion de vitesse des étoiles. L'exposant α intervenant dans ces relations ne correspond pas à une dynamique simple, surtout parce que la luminosité ne trace pas la masse simplement. Le cas $\alpha=4$ a une signification physique : il entraîne un rapport masse sur luminosité constant, où la masse correspond à la masse totale du halo, c'est à dire évaluée à l'extérieur du halo.

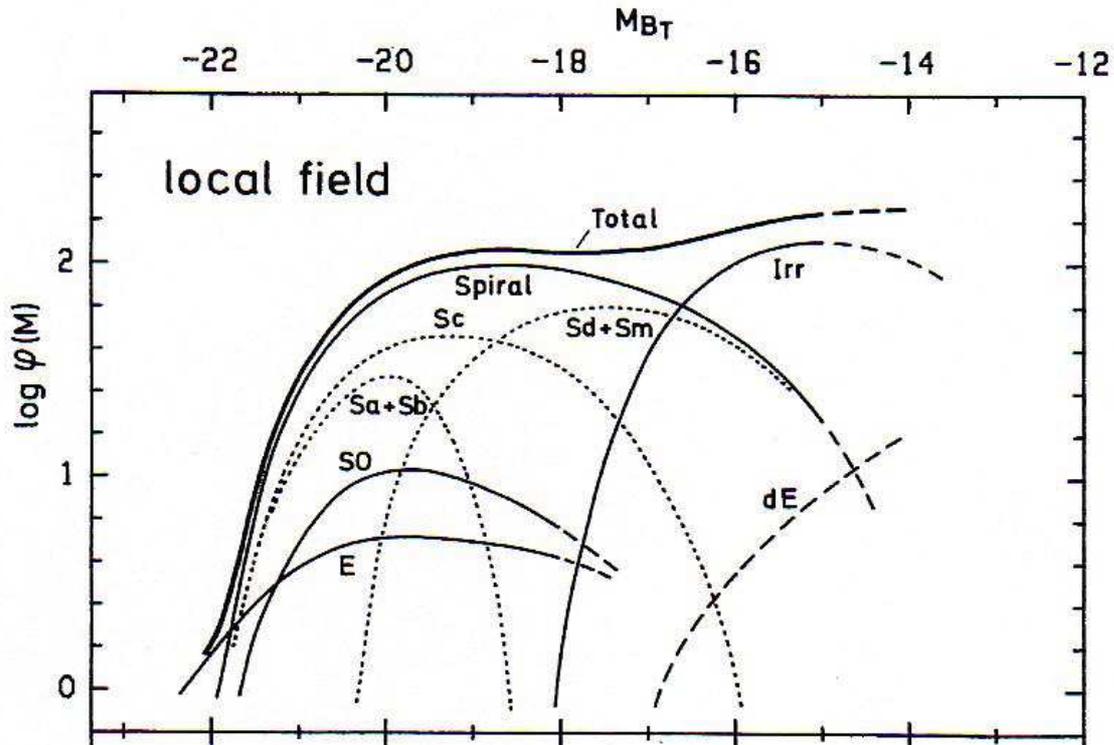


FIG. 1.4 – Fonction de Luminosité des galaxies de champ, avec les contributions correspondant aux différents types morphologiques (Binggelli et al., 1988 [12]).

Relation de Tully-Fisher

Pour les galaxies spirales, Tully & Fisher ont introduit en 1977 [122] une relation appelée relation de Tully-Fisher qui relie la luminosité L à la dispersion des vitesses déduite de la largeur de la raie de l'hydrogène neutre à 21 cm Δv :

$$L \propto (\Delta v)^\alpha \quad (1.17)$$

Cette équation peut s'exprimer de façon équivalente comme une relation entre la magnitude absolue m et Δv :

$$m = -\frac{5}{2}\alpha \log(\Delta v) + \text{const} \quad (1.18)$$

La relation dépend légèrement du type de galaxie spirale considérée ainsi que de la bande spectrale dans laquelle on mesure la magnitude. Dans la littérature, on trouve des valeurs de α de l'ordre de 4. La Figure 1.5 illustre cette relation.

Relation de Faber-Jackson

Pour les galaxies elliptiques, une relation similaire est proposée dès 1976 par Faber & Jackson [38], reliant la luminosité L à la dispersion centrale de vitesse σ :

$$L \propto \sigma^\alpha \quad (1.19)$$

Comme pour la relation de Tully-fisher, on a $\alpha \simeq 4$, mais on trouve dans la littérature des valeurs allant de 2 à 5. La valeur de 2, moins courante, est trouvée dans le cas de l'étude de Gerhard et al., 2001 ([45]). En termes de magnitudes, la relation précédente est équivalente à :

$$m = -\frac{5}{2}\alpha \log(\sigma) + \text{const} \quad (1.20)$$

La Figure 1.5 illustre cette relation. Ces relations ont été établies empiriquement de l'étude des parties lumineuses des galaxies, c'est à dire sur des échelles de quelques dizaines de kpc. Il n'est pas évident qu'elles soient encore valables sur des échelles de quelques centaines de kpc.

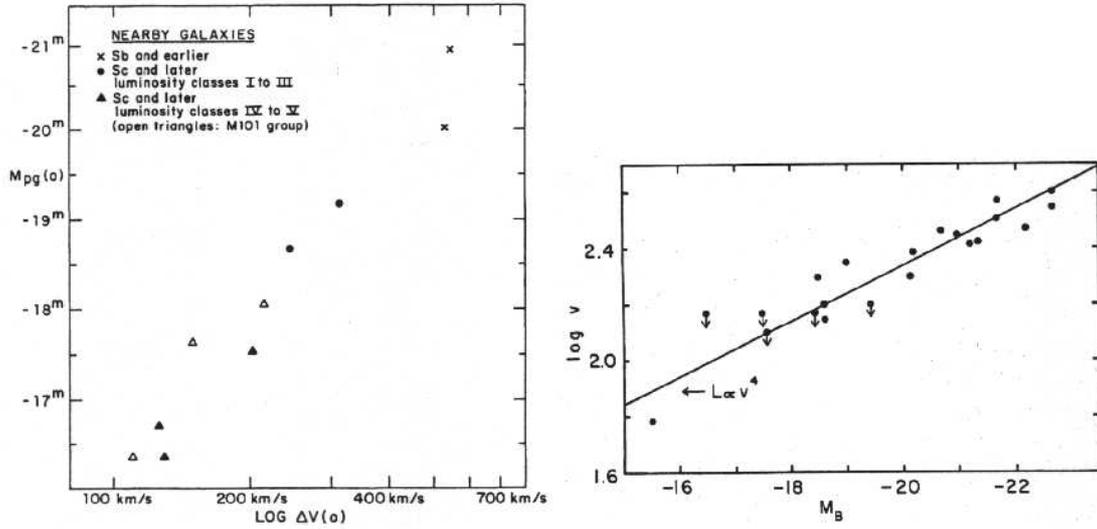


FIG. 1.5 – Gauche : relation de Tully-Fisher pour les galaxies spirales (Tully & Fisher, 1977 [122]). Droite : relation de Faber-Jackson pour les galaxies elliptiques (Faber & Jackson, 1976 [38]).

1.3.4 Distribution en ellipticité

La distribution en ellipticité observée pour les galaxies est décrite par une Gaussienne de largeur $\sigma \simeq 0.2/0.3$ d'après les surveys [31].

$$\mathcal{P}^s(\vec{\varepsilon}^s) = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left(\frac{-\vec{\varepsilon}^s{}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.21)$$

Chaque point de la Figure 1.6 représente une galaxie et nous renseigne sur la valeur de son ellipticité $e = e_1 + ie_2$. Les galaxies proviennent d'un cliché de la caméra *CFH12k* centré sur l'amas A1763 (voir Chapitre 7). Ce nuage de points est bien décrit par l'équation 1.21, où $\sigma \simeq 0.28$. On calcule en effet les dispersions sur e_1 et e_2 : $\sigma_{e_1} = 0.278$ & $\sigma_{e_2} = 0.281$. La covariance est inférieure à 10^{-3} .

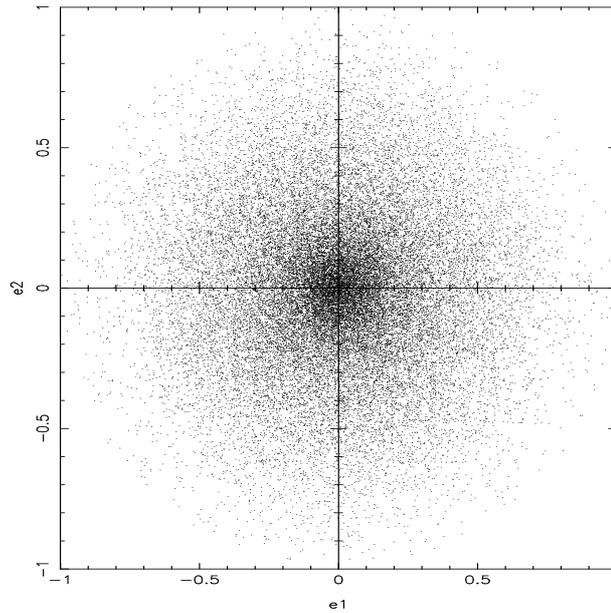


FIG. 1.6 – Distribution des ellipticités d’un échantillon de galaxies observées à l’aide de la caméra *CFH12k* centrée sur l’amas A1763, dans le plan $(e1, e2)$.

1.3.5 Matière noire au sein des Galaxies

Cette thèse prétend apporter des éléments de réponse à l’étude de la matière noire au sein des galaxies en utilisant l’outil des lentilles gravitationnelles. Un tel outil est relativement récent et les études de matière noire dans les galaxies n’ont pas attendu l’émergence du lensing. La plupart des méthodes que l’on va exposer ici reposent sur la dynamique de particules test vues comme des traceurs du potentiel gravitationnel de la galaxie centrale. Comme on a vu plus haut, c’est tout d’abord au sein des galaxies spirales que l’on a mis en évidence l’existence de matière noire en étudiant les courbes de rotation.

La situation des galaxies elliptiques est plus compliquée ; elles sont composées d’étoiles sur des orbites non circulaires. De plus, les traceurs comme les nuages de gaz sont rares dans les elliptiques. Il a donc été plus long d’établir l’existence de halos de matière noire au sein des galaxies elliptiques. Certaines galaxies elliptiques contiennent du gaz d’hydrogène neutre, qui peut être utilisé pour des études dynamiques de la même façon que pour les galaxies spirales. Un traceur plus intéressant est le gaz chaud que l’on trouve dans certaines galaxies elliptiques qui émettent des rayons X : de même que pour les amas, en supposant un équilibre hydrostatique pour le système, la mesure du rayonnement X permet d’estimer les masses des galaxies elliptiques. Dans certaines galaxies, la dynamique des nébuleuses planétaires et des amas globulaires a été utilisée. Notons que l’on peut utiliser la cinématique des étoiles dans les grandes elliptiques.

Finalement, ces différentes méthodes ont montré de façon indépendante qu’il existait un halo de matière noire au sein des galaxies elliptiques (voir par exemple Bertin, 2000 [9]).

La statistique des quasars amplifiés gravitationnellement a aussi montré l’existence de halos de matière noire dans les galaxies elliptiques (Maoz & Rix, 1993 [81]).

Etant donné que l'on pense que les galaxies elliptiques se forment à partir de fusions de galaxies spirales, il n'est pas étonnant que l'on trouve des halos de matière noire au sein de ces deux populations.

Résumons les différentes méthodes "traditionnelles" pour l'étude des galaxies :

- Courbes de rotation de particules tests (étoiles, nuages HI) : ce sont les études historiques ayant donné lieu aux suppositions de l'existence de matière noire.
- Cinématique de galaxies satellites (voir Section suivante).
- Cinématique des nébuleuses planétaires.
- Cinématique des amas globulaires.
- Cinématique des étoiles dans les grandes elliptiques.
- Observations en X.

1.3.6 Dynamique des galaxies satellites

La dynamique des galaxies satellites permet d'étudier le halo sur des distances allant jusqu'à quelques centaines de kpc. Etant donné que cette méthode permet d'étudier des distances comparables à celles étudiables grâce au lensing, nous allons discuter un peu plus en détails les résultats obtenus avec cette méthode, ce qui nous permettra de les comparer avec les résultats obtenus grâce au *galaxy-galaxy lensing*. Bien sûr, cette méthode permet d'étudier des galaxies de champ et non pas d'amas. L'idée est la suivante : on utilise une galaxie comme traceur du potentiel gravitationnel d'une galaxie plus brillante et considérée comme plus massive. Cette méthode comporte ses difficultés propres : comme pour toute étude dynamique, il faut être sûr que la galaxie satellite est effectivement liée gravitationnellement à la galaxie que l'on se propose d'étudier : par projection, on peut inclure des galaxies satellites qui en fait se trouvent en avant-plan ou en arrière-plan de la galaxie à étudier et qui ne lui sont pas physiquement associées. Cela peut largement biaiser les résultats déduits de l'étude. On appelle "interlopers" ces contaminants. Une autre limitation est que les halos de galaxies sont étudiés de façon statistique, les galaxies centrales ne disposant typiquement que d'un ou deux satellites utilisables, c'est à dire assez brillants pour être détectés et étudiés spectroscopiquement, et assez faibles pour s'assurer que le satellite est beaucoup moins massif que la galaxie centrale. Il est donc nécessaire d'accumuler plusieurs galaxies centrales et par conséquent seulement un profil de densité moyenné peut être contraint.

Galaxies spirales

C'est à Dennis Zaritsky (Zaritsky et al. 1993 [130], 1997 [131]) que l'on doit les premiers résultats sur les halos de matière noire de galaxies spirales à grand rayon (de l'ordre de la centaine de kpc). L'échantillon de galaxies utilisé a été choisi le plus homogène possible : puisque les galaxies centrales vont être accumulées afin d'obtenir suffisamment de statistique, un échantillon bien homogène permet une interprétation des résultats plus facile. C'est ainsi que les auteurs se sont restreints aux types Sb et Sc, dotés de magnitudes absolues telles que : $-22.4 < M_B < -18.8$. Cette sélection là aussi permet de s'assurer d'avoir un échantillon homogène, car on pense que la vitesse de rotation centrale dépend du type et de la luminosité.

La galaxie centrale candidate doit être *isolée*, c'est à dire ne pas avoir de voisin

à moins de 500 kpc qui ne soit pas au moins 2.2 magnitudes plus faible qu'elle, ni de voisin à moins de 1Mpc qui ne soit pas au moins 0.7 magnitude plus faible qu'elle. Les galaxies satellites doivent se trouver à une distance projetée inférieure à 500 kpc et présenter une différence de magnitude d'au moins 2.2 magnitudes par rapport à la galaxie centrale. De plus, la différence de vitesse Δv entre les deux doit être inférieure à 500 km/s. Une telle différence de magnitude permet de s'assurer que le satellite est beaucoup moins massif que l'objet central, et par conséquent qu'il peut correctement être considéré comme une particule test. La différence de vitesse imposée permet quant à elle d'exclure les couples proches seulement par projection mais pas physiquement (les fameux "interlopers").

La première étude comporte 69 satellites autour de 45 galaxies centrales, alors que la seconde comporte 115 satellites autour de 69 galaxies centrales. Les résultats principaux de ces deux études sont similaires : la dispersion de vitesse du satellite reste constante jusqu'à 400 kpc de la galaxie centrale, ce qui implique que le halo central s'étend au delà de 200 kpc. Pour une galaxie typique, une vitesse circulaire de 200 km/s est dérivée, et la masse dans un rayon de 200 kpc est de l'ordre de $2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Une telle vitesse circulaire est comparable avec les vitesses de rotation trouvées dans les régions plus centrales des galaxies spirales. Par contre, ils ne trouvent pas de corrélations entre la vitesse de rotation et la luminosité, comme c'est le cas dans les parties centrales où vitesse de rotation et luminosité sont connectées par la relation de Tully-Fisher. Ce résultat semble indiquer que les propriétés des galaxies à grande échelle sont indépendantes des propriétés sur des échelles plus petites.

Le principal résultat de ces études est que les galaxies spirales isolées sont dotées d'un halo massif de matière noire qui s'étend bien au delà du rayon optique.

Etudes des galaxies du SDSS

McKay et al., 2002 [85] ont utilisé les données du Sloan Digital Sky Survey (SDSS) pour l'étude de dynamique de galaxies satellites. Cette étude est particulièrement intéressante car elle a été menée pour confirmer des résultats obtenus sur les mêmes données à l'aide du *galaxy-galaxy lensing* (McKay et al., 2001 [84], voir Chapitre 3) : une relation de proportionnalité entre la masse et la luminosité des galaxies, et ce pour différentes bandes. Ce résultat est clairement en contradiction avec ceux de Zaritsky et al., mais McKay et al. n'utilisent pas un échantillon aussi homogène que Zaritsky et al. : les galaxies centrales incluses dans l'analyse doivent être au moins deux fois plus lumineuses que tout voisin présent jusqu'à une distance projetée de $2h^{-1}$ Mpc. Les galaxies satellites doivent se trouver à moins de $500h^{-1}$ kpc de la galaxie centrale, être au moins 1.5 magnitudes plus faible que cette dernière et présenter une différence de vitesse Δv inférieure à 1000 km/s en valeur absolue. En analysant la couleur $u' - r'$, McKay et al. estiment que 75 % de leur échantillon de galaxies centrales sont des elliptiques et seulement 25 % des spirales. Leur échantillon est donc très différent de celui de Zaritsky et al. En tout, McKay et al. disposent de 618 galaxies centrales et 1225 galaxies satellites. Eux non plus ne trouvent pas de vitesse de rotation qui chute, ce qui implique l'existence d'un halo de matière noire étendu. D'autre part, l'étude confirme les résultats obtenus via le *galaxy-galaxy lensing* dans le sens où ils trouvent une relation entre la masse et la luminosité de la forme $M \simeq L$, pour toutes les bandes spectrales sauf en u' .

Révision par Prada et al.

Prada et al. 2003 [106] ont eux aussi utilisé le SDSS qu'ils ont complété avec des données du catalogue RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991 [30]) doté d'une photométrie plus précise que celle du SDSS. Prada et al. ont constitué trois sous-échantillons, l'un deux (le troisième) obtenu avec des critères de sélection comparables à ceux de McKay et al. Les deux premiers diffèrent uniquement par le domaine de redshift autorisé pour les galaxies centrales : $z \leq 0.03$ et $z \leq 0.2$. Les galaxies centrales ne doivent pas avoir de voisins dans un cercle de $500h^{-1}$ kpc qui présentent une différence de vitesse Δv inférieure à 1000 km/s en valeur absolue et qui ne soient pas au moins deux magnitudes plus faibles. Les galaxies satellites doivent se trouver à moins de $350h^{-1}$ kpc de la galaxie centrale, être au moins 2 magnitudes plus faibles que cette dernière et présenter une différence de vitesse Δv inférieure à 500 km/s en valeur absolue. Ces différents échantillons comportent entre 453 et 2734 satellites autour de 283 à 1107 galaxies centrales.

Prada et al. ont porté un effort particulier pour enlever les contaminants en s'appuyant sur un travail de simulation numérique. Les résultats sont les suivants : pour les trois sous échantillons, ils trouvent une dispersion de vitesse qui décroît avec la distance, résultat allant dans le sens des profils "universels" comme le profil de Navarro, Freck et White (profil *NFW*, 1996 [97]). Lorsqu'ils conservent les contaminants, ils trouvent une dispersion de vitesse qui reste constante, comme McKay et al. D'autre part, Prada et al. testent l'éventuelle dépendance de la dispersion de vitesse avec la luminosité de la galaxie centrale. En calculant la dispersion de vitesse dans $120h^{-1}$ kpc, les résultats sont cohérents avec une dépendance de la forme $\sigma \propto L^{0.3}$, en accord avec les relations à plus petite échelle (Tully-Fisher, Faber-Jackson), mais en désaccord avec les résultats de McKay et al. qui trouvent une relation de la forme $\sigma \propto L^{0.5}$. Par contre, en calculant la dispersion de vitesse dans $350h^{-1}$ kpc, Prada et al. sont capables de reproduire les résultats de McKay et al. (2001 et 2002) pour lesquels un rayon de $260h^{-1}$ kpc est introduit. Cela permet d'expliquer la différence entre les résultats de Prada et al. et ceux de McKay et al.

1.3.7 Théorie modifiée de la gravité

La nature mystérieuse de cette matière noire a motivé une remise en question de la loi Newtonienne de la Gravitation comme une alternative à l'introduction de cette hypothèse de matière noire. Les travaux de Milgrom (1983 [86] [87] [88]) proposent une théorie modifiée de la gravité qui permet de rendre compte des courbes de rotation des galaxies spirales sans introduire de matière noire. Dans le cadre de cette théorie appelée MOND (Modified Newtonian Dynamics), l'accélération Newtonienne est changée pour les petites accélérations.

L'accélération gravitationnelle prévue par MOND est de la forme :

$$g_{\text{MOND}} = \begin{cases} g_{\text{N}} & \text{si } g_{\text{N}} \gg a_0 \\ \sqrt{g_{\text{N}} a_0} & \text{si } g_{\text{N}} \ll a_0 \end{cases} \quad (1.22)$$

où g_{N} correspond à l'accélération Newtonienne et g_{MOND} à l'accélération dans le cadre de MOND. a_0 est une accélération caractéristique, de l'ordre de 10^{-8}cm s^{-1} .

A partir de l'équation précédente, on obtient :

$$v_{\text{rot}}^4 = GMa_0 \quad \text{pour } g_N \ll a_0 \quad (1.23)$$

ce qui signifie que les courbes de rotation doivent être asymptotiquement plate dans le cadre de MOND. De plus, cette modification permet de reproduire la relation de Tully-Fisher avec un exposant $\alpha = 4$ pour toutes les galaxies. MOND peut donc être testée en mesurant des courbes de rotation et en comparant ces mesures à la relation masse-vitesse ($M \propto v_{\text{rot}}^4$).

Une revue récente de MOND par Sanders & McGaugh (2002) [107] est disponible.

1.4 Amas de Galaxies

L'importance de l'étude des amas de galaxies en cosmologie n'est plus à démontrer : ce sont les objets liés gravitationnellement les plus massifs de l'Univers, et dans le cadre des modèles hiérarchiques de formation des structures, ils constituent la classe d'objets qui se sont formés le plus récemment. Il y a deux prédictions théoriques sur lesquelles s'appuie l'étude des amas de galaxies. Tout d'abord, la fonction de masse des amas, c'est à dire le nombre d'amas de galaxies d'une masse donnée. Cette fonction peut être prédite par des modèles linéarisés de l'évolution du champ de densité de masse avec une simple prescription pour la formation d'objets gravitationnellement liés : c'est l'approche de Press & Schechter, 1974 [109]. Les résultats des simulations numériques ont confirmé cette approche (Jenkins et al. 2001 [57]). La fonction de masse des amas et son évolution dépendent fortement des paramètres cosmologiques.

La seconde prédiction théorique sur laquelle la recherche cosmologique actuelle repose provient des simulations numériques à haute résolution de la formation des structures. En effet, comme on le verra au Chapitre 4, de telles simulations avec comme ingrédients de la matière noire froide convergent vers un profil "universel" de masse. Le plus intéressant est que ce profil semble peu dépendant des autres ingrédients de la simulation comme Ω_{M0} , σ_8 , la pente du spectre de puissance, etc. Seule la nature froide de la matière noire semble gouverner les simulations numériques et les faire converger vers ce profil "universel". Si l'on arrive à savoir si les galaxies et les amas de galaxies suivent ou non un tel profil, on pourra contraindre directement la nature de la matière noire.

Ces deux prédictions sont formulées en termes de *masse* qui nécessite d'être déduite d'autres observables liées à la masse. Parmi celles-ci, on a l'effet de lentille gravitationnelle, qui mesure directement la masse présente sur tout le long de la ligne de visée, avec les risques de contamination inhérents à cette méthode : s'il existe plusieurs amas sur une ligne de visée donnée, on sera sensible à la somme des masses des amas individuels. Les observations en X de l'émission du gaz chaud de l'amas permettent quant à elles de déterminer la température de l'amas, mais sa conversion en masse dépend de l'hypothèse forte selon laquelle le gaz est en équilibre hydrostatique. Finalement, la cinématique des galaxies au sein d'un amas donne aussi une estimation de la masse. Si les galaxies sont dans une situation d'équilibre viriel, des mesures de dispersion de vitesse des galaxies peuvent être utilisées pour estimer la masse totale de l'amas. Mais si la distribution des vitesses contient une composante systématique, on va surestimer la masse de l'amas. Lorsque l'on applique

indépendamment ces différentes méthodes pour déterminer la masse du même amas, les résultats présentent des incohérences. Si l'ordre de grandeur est bien retrouvé par les différentes méthodes, il reste encore à affiner les modèles et les méthodes afin d'éliminer ces incohérences.

Chapitre 2

Lentilles gravitationnelles

2.1 Présentation du phénomène

Dans le cadre de la théorie de la relativité générale (Einstein 1916), une masse déforme localement l'espace temps. La trajectoire des rayons lumineux qui passent au voisinage d'une telle masse sont des géodésiques d'un espace courbe et ne coïncident pas avec des droites, géodésiques d'un espace euclidien. On peut ainsi prévoir une déviation de la trajectoire de ces rayons lumineux par rapport à une droite.

L'expédition historique de Eddington, en 1919 durant une éclipse solaire fut la première validation expérimentale de la relativité générale. Einstein avait prédit, à proximité du soleil, une déviation de $1,75''$. Eddington a mesuré des déviations de $1,98 \pm 0,16''$. Par la suite, c'est Zwicky [133], dans les années Trente, qui perçoit la richesse du phénomène comme moyen d'estimation de masse d'amas et la possibilité de détecter des objets lointains grâce au phénomène d'amplification. En avance sur son temps, Zwicky avait même interprété la différence entre la masse lumineuse et la masse virielle au sein de l'amas de Coma en terme de présence de matière noire. Malgré un avenir prometteur, les lentilles gravitationnelles sont restées en suspens durant près de quarante ans.

C'est avec l'amélioration des techniques de détection que l'on a redécouvert le phénomène : en 1979, Walsh et al. [126] détectèrent deux images séparées de $5.7''$ du même quasar, situé à un redshift de 1.4. La lentille mise en jeu est une galaxie d'avant-plan à $z = 0.36$, qui est la galaxie principale d'un amas peu riche. Un peu plus tard, on a commencé à identifier des structures en forme d'arc : au sein de l'amas de galaxies A370 ($z = 0.375$) par Soucail et al., en 1987 [120], et indépendamment dans les amas A370, A2218 et Cl2244-02 par Lynds & Petrosian, en 1986 [76]. En 1987, Paczyński [102] a émis l'hypothèse que ces arcs présents au centre des amas, de couleur bleue et à faible brillance de surface étaient en fait des images gravitationnelles déformées de galaxies distantes situées en arrière-plan de l'amas. Soucail et al., en 1988 [121], ont confirmé cette hypothèse en mesurant le redshift de l'arc présent dans A370, situé à $z = 0.724$.

La présence d'arcs gravitationnels a confirmé que la masse totale d'un amas de galaxies est bien plus importante que celle des galaxies individuelles, confirmant l'existence de la matière noire et de sa distribution régulière non attachée aux galaxies. C'est notamment la qualité des images *HST* qui permet de résoudre des arcs gravitationnels et d'en déduire des contraintes sur les profils de masse des amas de galaxies (*e.g.* Kneib et al, 1996 [62]). Depuis, la méthode de reconstruction de masse des amas de galaxies grâce aux déformations gravitationnelles qu'ils engendrent a connu un grand succès, et en parallèle, des formalismes modernes ont vu le jour. Citons par exemple les travaux de Bourassa et al., 1984 [15]; Schneider, 1984 [114]; ou encore Blandford & Narajan, 1986 [14].

Un rayon lumineux provenant d'une galaxie lointaine peut traverser l'amas de galaxies dans des régions où le potentiel gravitationnel est plus ou moins important. Dans les régions centrales, on peut observer les phénomènes spectaculaires d'arcs gravitationnels, d'images multiples; on parle de "strong lensing". Dans les régions périphériques, le potentiel de l'amas est plus faible et donc les déformations sont plus petites; on parle de "weak lensing", qui va légèrement changer la forme et l'orientation des galaxies d'arrière-plan. L'observation de ces effets permet d'étudier le potentiel de l'amas sur des échelles allant de la centaine de kpc (strong lensing) jusqu'au Mpc

(weak lensing).

2.2 Equation des lentilles

Formalisons un peu le problème en établissant l'équation des lentilles, équation qui relie un objet source à son image à travers le système optique gravitationnel. Afin d'alléger ce formalisme, nous allons faire quelques hypothèses de travail simplificatrices. Commençons par préciser les notations utilisées : Φ correspond au potentiel gravitationnel 3D de la distribution de masse, ϕ au potentiel gravitationnel 2D, obtenu par projection de Φ le long de la ligne de visée, et φ correspond au potentiel des lentilles.

2.2.1 Hypothèses simplificatrices

Univers homogène : L'étude des lentilles gravitationnelles se place dans le cadre de la Relativité Générale et du Principe Cosmologique (Chapitre 1). On utilisera donc la métrique de Robertson-Walker dans un Univers homogène et isotrope, et la surdensité qui se trouve à l'origine du phénomène de lensing est considérée comme une perturbation locale de la métrique.

Lentille mince : On se place dans l'approximation de lentille mince, ce qui suppose que l'épaisseur de la lentille est négligeable devant les distances typiques du problème, à savoir les distances observateur-lentille et source-lentille. Dans le cas d'un amas de galaxies, l'épaisseur typique est de l'ordre du Mpc, alors que les distances sont de l'ordre du Gpc, donc cette hypothèse est vérifiée. Lorsque la lentille est constituée d'une galaxie individuelle, l'hypothèse reste encore valide. Sous cette hypothèse de lentille mince, le profil de masse caractérisant le déflecteur se ramène à la distribution de masse projetée sur le plan du ciel.

Milieu transparent : On suppose que les rayons lumineux évoluent dans un milieu transparent ; la lentille n'engendre pas d'effets de diffusion ou d'absorption de la lumière autrement que gravitationnellement. Le milieu intergalactique dans un amas est très dilué et le gaz présent ne produit pas de déflexion ni de modification spectrale de la lumière qui soient détectables.

Champs gravitationnels faibles et stationnaires : Considérons un amas de galaxies sur une ligne de visée, c'est une perturbation locale de la métrique de Robertson-Walker. Dotons cet amas d'une masse typique de $M \sim 10^{15} M_{\odot}$ et d'un rayon $R \simeq 1$ Mpc. D'après le théorème du viriel, ce système auto-gravitant présente une dispersion de vitesse $\sigma \sim \sqrt{GM/R} \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. Le champ gravitationnel est donc faible car : $\Phi/c^2 \sim (\sigma/c)^2 \simeq 10^{-5} \ll 1$. Dans ce cas, en négligeant les termes de pression et considérant que l'Univers est dominé par la matière, la métrique prend la forme suivante (Weinberg, 1972 [127]) :

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) dr^2 \quad (2.1)$$

D'autre part, comparons le temps de traversée de l'amas pour un photon $t_\gamma \simeq R/c$ au temps dynamique du système $t_{\text{grav}} \simeq 1/\sqrt{G\rho} \sim R/\sigma$, où ρ est la densité volumique de masse. L'application numérique donne $t_\gamma \sim 10^6$ ans et $t_{\text{grav}} \sim 10^9$ ans (cela correspond à la période de relaxation violente d'un amas de galaxies). On peut donc conclure que l'hypothèse de champ gravitationnel stationnaire est bien vérifiée dans le cas d'un amas de galaxies, donc dans le cas d'une galaxie aussi.

Angles de déflexion faibles Cette hypothèse repose sur le fait que les déformations de la métrique sont faibles. En effet, prenons l'exemple d'une masse ponctuelle M décrite par la métrique de Schwarzschild. Une source sur la même ligne de visée conduira à la formation d'une image sous l'aspect symétrique d'un *anneau d'Einstein* de rayon angulaire θ_E donné par :

$$\theta_E^2 = \frac{D_{\text{LS}}}{D_{\text{OL}}D_{\text{OS}}} \frac{4GM}{c^2} \quad (2.2)$$

où D_{OL} , D_{OS} et D_{LS} sont les différentes distances diamètre-angulaire intervenant entre l'Observateur, la Lentille et la Source (voir Figure 2.1). Pour $M = 10^{15} M_\odot$, on obtient $\theta_E \simeq 1'$. Les angles intervenant dans les calculs sont donc faibles et peuvent être confondus avec leurs tangentes. Ceci étant vrai au niveau des amas de galaxies, c'est aussi vérifié quand la lentille est une galaxie. En effet, la masse typique d'une galaxie est de l'ordre de $10^{12} M_\odot$, ce qui implique $\theta_E \simeq 1.8''$.

2.2.2 Banc d'optique

Considérons le banc d'optique de la Figure 2.1. La lentille se trouve à $z = z_L$, la source à $z = z_S$. En l'absence de lentille, l'observateur verrait la source (ponctuelle) sous un angle $\vec{\theta}_S$. La lentille provoque une déflexion d'angle $\vec{\alpha}$, et l'image est vue sous l'angle $\vec{\theta}_I$. Les différentes distances cosmologiques (diamètre-angulaire) intervenant sont les distances observateur/lentille $D_{\text{OL}} \equiv D_A(z_L)$, observateur/source $D_{\text{OS}} \equiv D_A(z_S)$ et lentille/source $D_{\text{LS}} \equiv D_A(z_L, z_S)$. L'examen de cette Figure amène à l'équation suivante :

$$D_{\text{OS}}\vec{\theta}_I = D_{\text{OS}}\vec{\theta}_S + D_{\text{LS}}\vec{\alpha} \quad (2.3)$$

Ceci constitue l'équation géométrique des lentilles. Nous allons voir que cette équation peut s'exprimer de façon encore plus simple en introduisant le *potentiel des lentilles* φ .

Considérons un photon évoluant dans un Univers globalement homogène décrit par la métrique de Robertson-Walker et présentant une inhomogénéité sur la ligne de visée, au voisinage de laquelle la métrique est définie par celle des champs gravitationnels faibles (équation 2.1). Etant donnée une source de coordonnées angulaires $\vec{\theta}_S$ on veut connaître la position $\vec{\theta}_I$ de l'image et l'angle de déflexion $\vec{\alpha}(\vec{\theta}_I)$ provoqué par le défecteur. On peut exprimer la durée de parcours de la lumière en fonction de $\vec{\theta}_I$ (Blandford & Narajan, 1986 [14]). Les photons émis par la source au temps $t = 0$ suivent une géodésique nulle ($ds^2 = 0$). Ils arrivent donc à l'instant t_0 tel que

$$ct_0 = \int_{c_l} \left(1 - \frac{2\Phi(\vec{r})}{c^2} \right) dl = l - \frac{2}{c^2} \int_{c_l} \Phi(\vec{r}) dl. \quad (2.4)$$

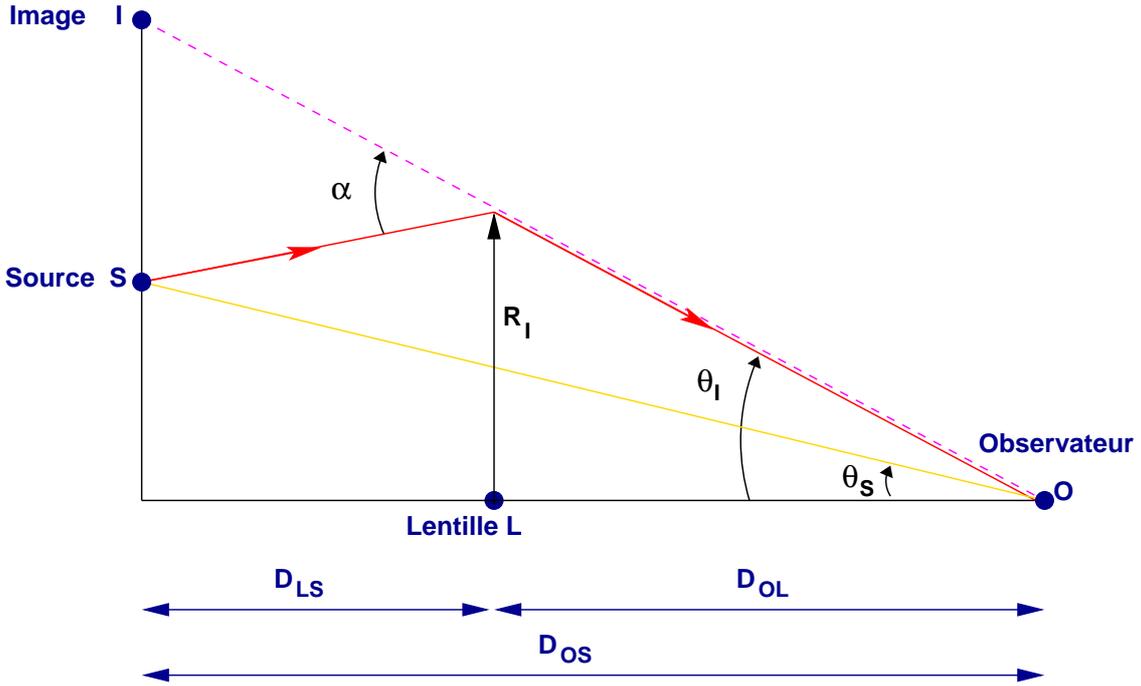


FIG. 2.1 – Géométrie du banc d'optique gravitationnel d'une lentille mince. La source S est à une position angulaire $\vec{\theta}_S$ pour l'observateur O. La lentille L introduit une déflexion d'angle $\vec{\alpha}$, de sorte que l'image I est vue sous l'angle $\vec{\theta}_I$. On note D_{OL} , D_{OS} et D_{LS} les différentes distances diamètre-angulaire intervenant entre l'Observateur, la Lentille et la Source.

On peut montrer (Kneib, 1993 [63]) que l'équation précédente peut s'exprimer en fonction des données du problème par :

$$ct_0 = \frac{1}{2D_{LS}}(D_{OL}\vec{\theta}_I - D_{OS}\vec{\theta}_S)^2 + \frac{1}{2}D_{OL}\vec{\theta}_I^2 - \frac{2D_{OL}^2}{c^2}\vec{\nabla}_{\vec{\theta}_I}\phi(\vec{\theta}_I) \quad (2.5)$$

Invoquant le principe de Fermat, équivalent au principe de moindre action, les trajets lumineux physiques correspondent à un temps d'arrivée stationnaire :

$$\frac{dt_0}{d\vec{\theta}_I} = \vec{0}. \quad (2.6)$$

soit :

$$\frac{D_{OL}}{D_{LS}}(D_{OL}\vec{\theta}_I - D_{OS}\vec{\theta}_S) + D_{OL}\vec{\theta}_I - \frac{2D_{OL}^2}{c^2}\vec{\nabla}_{\vec{\theta}_I}\phi(\vec{\theta}_I) \quad (2.7)$$

En combinant ce résultat avec l'équation géométrique du banc d'optique, on obtient l'équation :

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}_I) = \frac{2}{c^2}\frac{D_{LS}D_{OL}}{D_{OS}}\vec{\nabla}_{\vec{\theta}_I}\phi(\vec{\theta}_I) \quad (2.8)$$

Il résulte de cette équation un principe de superposition : l'angle de déflexion produit par une distribution surfacique de masse est décomposable en la somme des angles induits par chaque élément de masse de la distribution.

D'autre part, l'équation des lentilles prend la forme plus simple :

$$\vec{\theta}_S = \vec{\theta}_I - \vec{\nabla}\varphi(\vec{\theta}_I) \quad (2.9)$$

avec :

$$\varphi(\vec{\theta}_I) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}} \phi(\vec{\theta}_I) \quad (2.10)$$

φ s'appelle le potentiel des lentilles. Remarquons que cette relation ne fait pas intervenir la longueur d'onde de la lumière défléchie : le lensing est achromatique. Cette relation définit une transformation du plan source vers le plan image ("mapping"), nous y reviendrons un peu plus loin en formalisant les choses.

2.2.3 Equation du temps d'arrivée

Deux termes contribuent au temps d'arrivée (Blandford & Narajan, 1986 [14]) :

$$ct_0 = \frac{D_{OL} D_{OS}}{D_{LS}} (1 + z_L) \left(\frac{(\vec{\theta}_I - \vec{\theta}_S)^2}{2} - \varphi(\vec{\theta}_I) \right) + \text{Cte} \quad (2.11)$$

Le premier terme correspond à un décalage temporel d'origine géométrique, qui va dépendre de la structure géométrique de l'Univers. Le deuxième terme, faisant apparaître le potentiel des lentilles, φ est d'origine gravitationnelle. Il correspond à la déformation de la métrique due à la présence de matière.

2.3 Description locale des déformations : matrice d'amplification

L'équation 2.9 définit la transformation entre le plan source et le plan image. A cette transformation correspond un Jacobien à partir duquel on définit la matrice d'amplification a (on utilise les mêmes notations que pour décrire le banc d'optique) :

$$J = \left(\frac{\partial \vec{\theta}_S}{\partial \vec{\theta}_I} \right) \quad \text{et} \quad a^{-1} = J \quad (2.12)$$

Rappelons une propriété fondamentale du lensing : la conservation de la brillance de surface (Etherington, 1933 [37]). C'est elle qui justifie d'appeler J^{-1} la matrice d'amplification qui correspond au rapport entre la taille locale de l'image et celle de la source.

La matrice d'amplification s'exprime en fonction des dérivées secondes du potentiel des lentilles. En choisissant $(\vec{e}_{\theta_1}, \vec{e}_{\theta_2})$ comme repère du plan du ciel orthogonal à la ligne de visée, dans lequel on note $\vec{\theta}_S = (\theta_{S_1}, \theta_{S_2})$ et $\vec{\theta}_I = (\theta_{I_1}, \theta_{I_2})$, et en appelant $\partial_{ij}\varphi$ la dérivée partielle seconde $\frac{\partial^2 \varphi(\vec{\theta}_I)}{\partial \theta_{I_i} \partial \theta_{I_j}}$, on a :

$$a^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{11}\varphi & -\partial_{12}\varphi \\ -\partial_{21}\varphi & 1 - \partial_{22}\varphi \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

ou encore, dans les axes polaires $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\omega)$:

$$a^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{\theta\theta}\varphi & -\partial_\theta \left(\frac{1}{\theta} \partial_\omega \varphi \right) \\ -\partial_\theta \left(\frac{1}{\theta} \partial_\omega \varphi \right) & 1 - \frac{1}{\theta} \partial_\theta \varphi - \frac{1}{\theta^2} \partial_{\omega\omega} \varphi \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Considérons le Laplacien du potentiel des lentilles : $\Delta_{\vec{\theta}}\varphi(\vec{\theta}) = \partial_{11}\varphi + \partial_{22}\varphi = 2\Sigma(\vec{\theta})/\Sigma_{\text{crit}}$. $\Sigma(\vec{\theta})$ correspond à la densité surfacique de masse (2D), reliée au potentiel projeté ϕ par $4\pi G\Sigma(R) = \nabla^2\phi(R)$ (Equ. 4.11). Σ_{crit} est la densité surfacique critique définie par (voir la section suivante pour la signification physique de Σ_{crit}) : $\Sigma_{\text{crit}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{\text{OS}}}{D_{\text{OL}}D_{\text{LS}}}$. On introduit alors la convergence (*e.g.* Schneider et al., 1992 [115]) :

$$\kappa(\vec{\theta}) = \frac{\Sigma(\vec{\theta})}{\Sigma_{\text{crit}}} = \frac{1}{2} (\partial_{11}\varphi + \partial_{22}\varphi) ; \quad (2.15)$$

ainsi que le cisaillement ou *shear* :

$$\gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} (\partial_{11}\varphi - \partial_{22}\varphi) \quad (2.16)$$

$$\gamma_2(\vec{\theta}) = \partial_{12}\varphi \quad (2.17)$$

γ_1 et γ_2 sont les composantes du cisaillement complexe $\vec{\gamma} = \gamma_1 + i\gamma_2$. En coordonnées polaires, on a :

$$\kappa(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} \left(\partial_{\theta\theta}\varphi + \frac{1}{\theta}\partial_{\theta}\varphi + \frac{1}{\theta^2}\partial_{\omega\omega}\varphi \right) \quad (2.18)$$

$$\gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} \left(\partial_{\theta\theta}\varphi - \frac{1}{\theta}\partial_{\theta}\varphi - \frac{1}{\theta^2}\partial_{\omega\omega}\varphi \right) \quad (2.19)$$

$$\gamma_2(\vec{\theta}) = \partial_{\theta} \left(\frac{1}{\theta}\partial_{\omega}\varphi \right) \quad (2.20)$$

En symétrie circulaire, on a la relation suivante entre le shear et la densité surfacique de masse (Miralda-Escudé 1991 [89]) :

$$\gamma(\vec{\theta}) = \frac{\bar{\Sigma}(\vec{\theta}) - \Sigma(\vec{\theta})}{\Sigma_{\text{crit}}} \quad (2.21)$$

où $\bar{\Sigma}(\vec{\theta})$ correspond à la densité surfacique de masse moyenne à l'intérieur du rayon $\vec{\theta}$.

On peut donc réécrire la matrice d'amplification :

$$a^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

La matrice a^{-1} ainsi définie est symétrique réelle, donc diagonalisable dans une base orthonormée de vecteurs propres. Ses valeurs propres sont $1 - \kappa \pm \gamma$, où $\gamma = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}$. Si ω désigne l'angle d'orientation du cisaillement, on peut exprimer a^{-1} sous la forme (Schneider et al, 1992 [115]) :

$$a^{-1} = (1 - \kappa)\mathcal{I} - \gamma\mathcal{J}_{\omega} \quad (2.23)$$

où \mathcal{I} est la matrice identité. \mathcal{J}_{ω} représente la réflexion d'angle ω qui s'écrit :

$$\mathcal{J}_{\omega} = \begin{pmatrix} \cos(2\omega) & \sin(2\omega) \\ \sin(2\omega) & -\cos(2\omega) \end{pmatrix} = \mathcal{R}_{\omega} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \mathcal{R}_{-\omega} \quad (2.24)$$

On reconnaît la matrice de réflexion, appelée aussi matrice de cisaillement, et \mathcal{R}_ω , matrice de rotation d'angle ω :

$$\mathcal{R}_\omega = \begin{pmatrix} \cos \omega & -\sin \omega \\ \sin \omega & \cos \omega \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

On a introduit deux quantités fondamentales en optique gravitationnelle, la convergence κ , et le cisaillement γ (shear en anglais). La convergence correspond à l'amplification isotrope d'un élément de surface. Le shear quand à lui induit une amplification différentielle le long des axes propres de magnification : on lui doit un étirement suivant la direction ω et un rétrécissement selon l'axe orthogonal.

Amplification : L'amplification A est définie à partir du déterminant de la matrice a par :

$$A^{-1} = \det a^{-1} = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2 \quad (2.26)$$

On voit que cette amplification A peut diverger, ce qui va définir le lieu du plan Image d'amplification infinie. Cela définit une courbe appelée ligne critique. La transformée des lignes critiques dans le plan source s'appelle les lignes caustiques. Nous ne reviendrons pas sur ces notions par la suite. On peut lire à ce sujet Blandford & Narajan, 1986 [14]. Notons que l'on peut avoir des amplifications négatives : cela va dépendre de la parité des images, qui représente le signe des valeurs propres de la matrice d'amplification (2.13). Selon la position des images par rapport aux lignes critiques de la lentille, la parité et le signe de l'amplification va changer (voir Golse, 2002 [49]).

2.4 Régimes de déformations gravitationnelles

Revenons à φ , le potentiel des lentilles, et considérons la Figure 2.2 qui illustre les propos qui vont suivre. Son Laplacien est lui aussi une quantité intéressante car il nous renseigne sur la force de la lentille :

$$\Delta_{\vec{\theta}} \varphi(\vec{\theta}) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}} \Delta_{\vec{\theta}} \phi(\vec{\theta}) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{OL} D_{LS}}{D_{OS}} 4\pi G \Sigma(\vec{\theta}) = 2 \frac{\Sigma(\vec{\theta})}{\Sigma_{\text{crit}}} \quad (2.27)$$

la densité surfacique critique est définie par :

$$\Sigma_{\text{crit}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}}. \quad (2.28)$$

Pour déterminer la force d'une lentille, il suffit donc de comparer sa densité surfacique de masse à Σ_{crit} . Numériquement, pour un amas réparti sur une échelle de 100 kpc, cette densité critique correspond à une densité de matière de l'ordre de $10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$, ce qui correspond à environ 1000 fois la densité critique de l'Univers ρ_{crit} . Un amas de galaxies massif regroupe à la fois des zones surcritiques, dans les régions centrales, qui donnent lieu aux phénomènes spectaculaires d'images multiples et d'arcs gravitationnels, et des zones sous-critiques où les déformations sont faibles. Sur la Figure 2.2, ces zones sont qualifiées de domaine non linéaire et domaine linéaire. En effet, les équations gouvernant les phénomènes de strong lensing sont non linéaires, alors que celles relatives au weak lensing sont linéarisables.

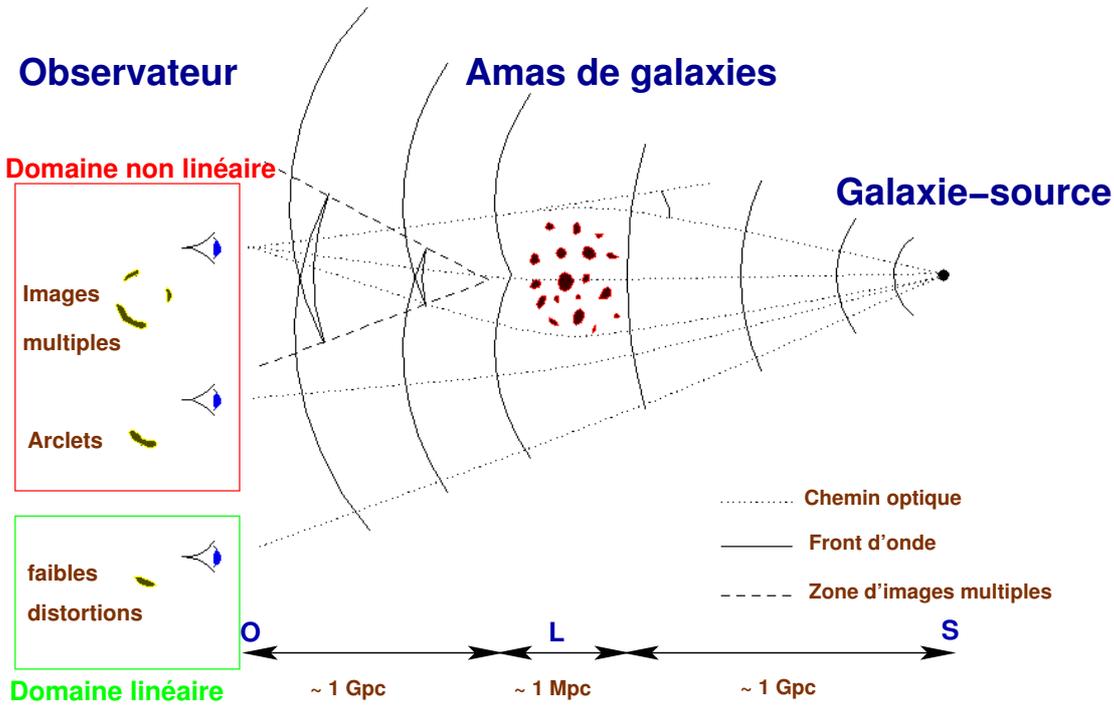


FIG. 2.2 – Les différents régimes de lensing : on distingue le régime non linéaire, qui donne lieu à des images multiples et à des arcs gravitationnels, du régime linéaire, à la périphérie du déflecteur, qui donne lieu à de faibles distortions

Dans le cas de zones surcritiques, lorsque la déformation de la métrique est importante, il est possible de trouver plusieurs géodésiques vérifiant le principe de Fermat : plusieurs images d'une même source sont effectivement observées. Dans ce cas particulier, les rayons lumineux donnant naissance aux différentes images ont parcouru des trajets optiques différents, et on va être sensible à un décalage temporel entre les deux signaux. L'équation 2.11 permet de relier le décalage temporel Δt_0 à $1/H_0$ via le rapport de distances $\frac{D_{OL}D_{OS}}{D_{LS}}$. Pour contraindre la constante de Hubble à partir de la mesure d'un décalage temporel, il faut une très bonne description de la distribution de masse (voir par exemple Courbin et al. [24]).

Weak lensing : On s'intéressera dans la suite de ce manuscrit uniquement au régime de déformations faibles, auquel on fera référence sous le nom de *weak lensing*. La validité de ce régime est vérifiée quand on considère par exemple des rayons lumineux traversant un amas de galaxies dans sa périphérie, comme illustré sur la Figure 2.2, ou bien quand on considère les déformations engendrées par une galaxie en dehors de sa zone lumineuse. Dans ce régime particulier, la convergence est proche de 0, donc toute l'information est contenue dans le shear γ .

2.5 La forme d'un objet et sa déformation par une lentille

On va chercher à caractériser la forme d'un objet détecté par une ellipse équivalente. C'est en effet dans ces paramètres de forme que se trouve l'information de lensing. De plus, les galaxies se trouvant à des distances cosmologiques, on ne va être sensible qu'à leur forme générale.

2.5.1 Matrice de forme

On va partir de la brillance de surface de l'objet, $S(\vec{u})$, où \vec{u} est la position angulaire de l'objet. La brillance de surface est une quantité qui s'exprime en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, on l'appelle aussi flux monochromatique.

La position du centre d'un objet est définie par les moments d'ordre 1 de la brillance de surface, ce qui correspond simplement au barycentre de la brillance de surface :

$$\vec{u}_C = \frac{\int \int S(\vec{u}) \vec{u} d\vec{u}}{\int \int S(\vec{u}) d\vec{u}} \quad (2.29)$$

On définit ensuite les éléments de la matrice de forme par les moments d'ordre 2 :

$$f_{ij} = \frac{\int \int S(\vec{u}) (\vec{u}_i^\lambda - \vec{u}_{iC}^\lambda)(\vec{u}_j^\lambda - \vec{u}_{jC}^\lambda) d\vec{u}}{\int \int S(\vec{u}) d\vec{u}} \quad (2.30)$$

En supposant que le centre de l'image est l'image du centre de la source (pour cela il faut que la matrice d'amplification reste constante sur toute l'étendue de la source, hypothèse vérifiée dans le régime weak lensing), les éléments de la matrice de forme de la source sont donnés par :

$$f_{ij}^S = \frac{\int \int S(\vec{u}^S) (\vec{u}_i^{\lambda S} - \vec{u}_{iC}^{\lambda S})(\vec{u}_j^{\lambda S} - \vec{u}_{jC}^{\lambda S}) d\vec{u}^S}{\int \int S(\vec{u}^S) d\vec{u}^S} \quad (2.31)$$

La matrice de forme ainsi formée est par définition symétrique et réelle, donc diagonalisable. Les vecteurs propres de cette matrice définissent les directions propres de l'ellipse équivalente. Ses valeurs propres quant à elles sont proportionnelles au carré du demi-grand axe et du demi-petit axe. Voir Kochanek, 1990 [64] pour les détails concernant la diagonalisation de cette matrice de forme.

Par définition de la matrice d'amplification, on a :

$$u_i^S - u_i^{SC} = a_{ik}^{-1} (u_k^I - u_k^{IC}) \quad (2.32)$$

ce qui permet d'obtenir l'équation des lentilles pour une matrice de forme :

$$f^S = a^{-1} f^I {}^t a^{-1} \quad \text{et} \quad f^I = a f^S {}^t a \quad (2.33)$$

Notons que la seconde équation n'est valable que si a^{-1} est non singulière.

2.5.2 Transformation d'une source elliptique

La matrice de forme définit donc une ellipse équivalente. On préférera manier l'ellipticité complexe d'un objet plutôt que sa matrice de forme. On a :

$$\mathbf{e} = e \exp(2i\theta) \text{ avec } e = \frac{a-b}{a+b} \quad (2.34)$$

Le lien entre ellipticité et matrice de forme est le suivant :

$$\mathbf{e} = \frac{f_{11} - f_{22} + 2if_{12}}{f_{11} + f_{22} + 2\sqrt{\det f}} \quad (2.35)$$

De la même façon, on définit le shear complexe γ et le shear réduit \mathbf{g} :

$$\begin{cases} \gamma = \gamma e^{2i\theta} \\ \mathbf{g} = \frac{\gamma}{1-\kappa} \end{cases} \quad (2.36)$$

ainsi que les matrices $I^{2\theta}$ et $J^{2\theta}$:

$$I^{2\theta} = \begin{pmatrix} \cos(2\theta) & -\sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix} \text{ et } J^{2\theta} = \begin{pmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

On peut alors réécrire l'équation des lentilles sous la forme (A est la matrice d'amplification normalisée, voir Gautret et al., 2000 [42]) :

$$f_I = \frac{A f^S {}^t A}{|A|^2} \text{ avec } A = \frac{(1-\kappa)I^0 + \gamma J^{2\theta}}{(1-\kappa)^2 - \gamma^2} \quad (2.38)$$

Et la matrice de forme de l'image s'écrit :

$$f_I = \frac{(I^0 + gJ^{2\theta_L})I^{\theta_S} \begin{pmatrix} \frac{1+e}{1-e} & 0 \\ 0 & \frac{1-e}{1+e} \end{pmatrix} I^{-\theta_S}(I^0 + gJ^{2\theta_L})}{1-g^2} \quad (2.39)$$

En utilisant les propriétés des matrices I et J , à savoir :

$$J^\alpha J^\beta = I^{\alpha-\beta}, \quad J^\alpha I^\beta = J^{\alpha-\beta}, \quad I^\alpha J^\beta = I^{\alpha+\beta} \quad (2.40)$$

on obtient l'expression suivante pour la matrice de forme de l'image :

$$\begin{aligned} |1-g^2|(1-e_S^2) f^I &= [(1+e_S^2)(1+g^2) + 4ge_S \cos(2(\theta_S - \theta_L))]I^0 \\ &+ 2e_S J^{2\theta_S} + 2g(1+e_S^2)J^{2\theta_L} \\ &+ 2g^2 e_S J^{4\theta_S - 2\theta_L} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Finalement, on arrive à une expression pour l'ellipticité complexe de l'image (* pour complexe conjugué) :

$$\mathbf{e}_I = \frac{\mathbf{e}_S + (1+\mathbf{e}_S^2)\mathbf{g} + \mathbf{e}_S^* \mathbf{g}^2}{\max(1, \mathbf{g}^2) + \mathbf{e}_S^2 \min(1, \mathbf{g}^2) + \mathbf{e}_S^* \mathbf{g} + \mathbf{e}_S \mathbf{g}^*} \quad (2.42)$$

Cette expression est très générale et reste valable dans tous les domaines d'amplification considérés. On va discuter d'un cas particulier, celui du régime de weak lensing, où cette équation prend une forme plus simple.

2.6 Weak lensing : moyennage des déformations

Un cas particulier intéressant est celui pour lequel on se place dans un régime de weak lensing, l'équation précédente se réduit à :

$$\mathbf{e}_I = (1 - \mathbf{g}^2)\mathbf{e}_S + \mathbf{g} \quad (2.43)$$

De plus, étant donné que $\kappa \simeq 0$, le shear réduit \mathbf{g} et le shear γ sont quasiment confondus. Pour prendre conscience de ce qui se cache derrière cette simple équation, moyennons-la dans une région spatiale donnée, c'est à dire une portion de l'espace où l'on dispose de quelques galaxies images (on considérera que \mathbf{g} varie peu dans cette région) :

$$\langle \mathbf{e}_I \rangle = (1 - \langle \mathbf{g}^2 \rangle) \langle \mathbf{e}_S \rangle + \langle \mathbf{g} \rangle \quad (2.44)$$

soit, en faisant l'hypothèse que dans le plan source, les galaxies n'ont pas d'orientation privilégiée ($\langle \mathbf{e}_S \rangle \simeq 0$), on obtient :

$$\langle \mathbf{e}_I \rangle = \langle \mathbf{g} \rangle \simeq \langle \gamma \rangle \quad (2.45)$$

Cela signifie que si l'on moyenne les ellipticités des images dans une portion du ciel, on aura une estimation *directe* du shear dans cette même portion du ciel, et on pourra ainsi caractériser le potentiel gravitationnel dans cette portion du ciel. Remarquons que l'information en shear réside dans la projection tangentielle de l'ellipticité, alors que la projection radiale de l'ellipticité ne contient pas d'information weak lensing. Cette technique dite de moyennage direct des déformations est très puissante et a été utilisée avec succès pour reconstruire le potentiel gravitationnel d'amas de galaxies. En pratique, on va former le profil de shear : on va considérer des bins radiaux centrés sur le centre de l'amas dans lesquels on moyenne les ellipticités *tangentielles* des images se trouvant dans les bins. On obtient une estimation du shear en fonction de la distance projetée au centre de l'amas ; l'ajustement de cette courbe par un profil donné permet d'estimer les paramètres du halo décrivant l'amas de galaxies. La Figure 2.3 montre un tel profil de shear pour l'amas A1689 avec des ajustements pour différents modèles de distribution de masse (Bardeau et al., 2004 [6]).

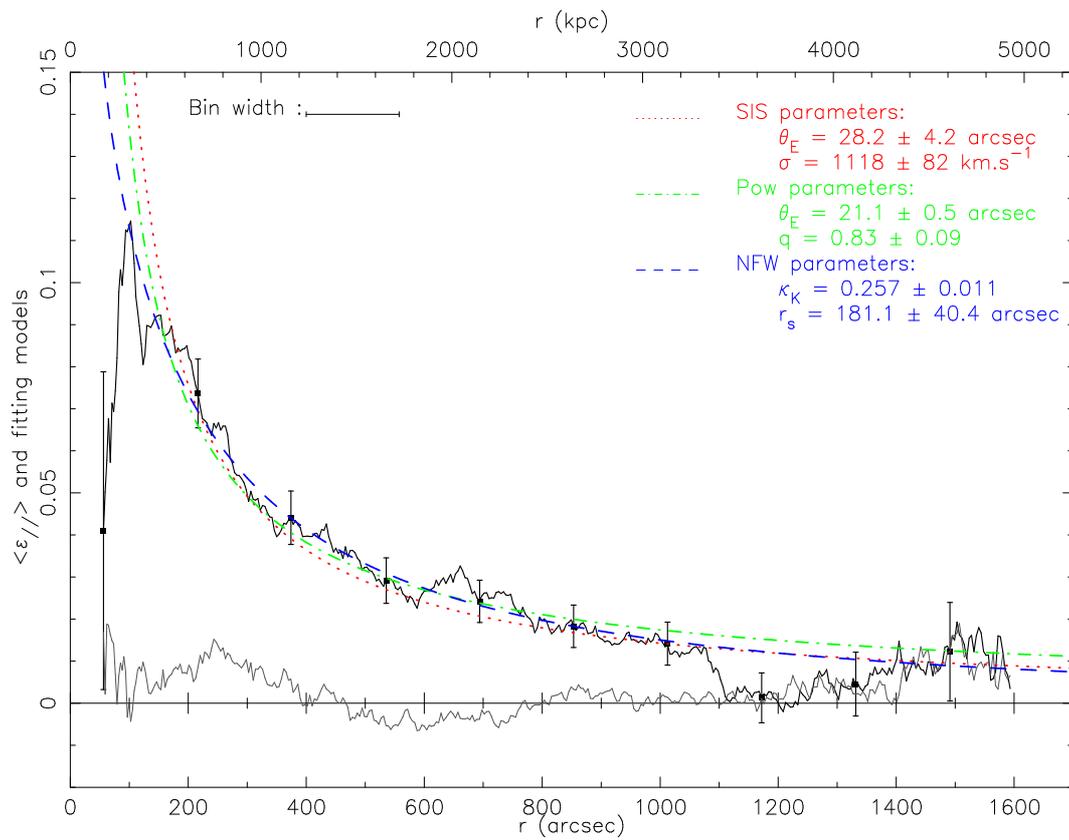


FIG. 2.3 – Profil de shear pour l’amas A1689 et ajustement par des modèles de distribution de masse. La ligne noir correspond au moyennage des ellipticités tangentielles, c’est à dire à une estimation du shear, et la ligne grise correspond au moyennage de l’ellipticité radiale, qui reste égale à 0.

Chapitre 3

Galaxy-Galaxy Lensing

3.1 Introduction

Le phénomène de lentille gravitationnelle a été introduit dans le Chapitre précédent. Le déflecteur utilisé jusqu'à présent est l'amas de galaxies, objet astrophysique massif permettant d'illustrer les deux régimes de lensing, forts et faibles. Au fur et à mesure que la résolution des caméras s'est développée, on a commencé à être sensible à des déformations gravitationnelles engendrées par des objets astrophysiques de moins en moins massifs, comme les galaxies individuelles. Lorsque l'on traite de la déviation des rayons lumineux d'une galaxie d'arrière-plan par une galaxie d'avant-plan, on parle de *galaxy-galaxy lensing*.

On distingue le *strong galaxy-galaxy lensing* du *weak galaxy-galaxy lensing* qui est plus spécifiquement le sujet que j'étudie ici. A l'échelle de masse des galaxies, les effets de déformations fortes dues à des galaxies individuelles sont peu probables vu la faible masse d'une galaxie (par rapport à un amas de galaxies). C'est dans le cas d'une configuration particulière que l'on peut observer un tel phénomène, c'est à dire une configuration où l'alignement entre les galaxies d'avant et d'arrière-plans est favorable à des événements spectaculaires de déformations fortes (voir Koopmans & Treu, 2003 [66]).

Le *weak galaxy-galaxy lensing* quant à lui s'observe dans un régime de déformations faibles : de façon systématique à travers l'Univers, les galaxies d'avant-plan constituent des lentilles faibles pour la population de galaxies d'arrière-plan. La détection d'un tel phénomène est intéressante car elle fournit une opportunité d'étudier le potentiel gravitationnel des galaxies lentilles jusqu'à un rayon très large (au-delà de $100h^{-1}\text{kpc}$), régions où les méthodes plus traditionnelles ne sont plus applicables, étant donné qu'il y a peu de chance d'y rencontrer des traceurs dynamiques ou hydrodynamiques permettant une quelconque étude, à part des galaxies satellites (Section 1.3.6). La méthode du *galaxy-galaxy lensing* est donc parfaitement adaptée à l'étude des halos de matière noire des galaxies, qui se manifestent uniquement par leur masse. Néanmoins, nous sommes sensibles à une masse projetée le long de la ligne de visée, avec tous les risques de contaminations que cela entraîne : il n'existe pas de ligne de visée "propre", au sens où un rayon lumineux considéré provenant d'une galaxie lointaine a une chance non négligeable de subir des déviations de plusieurs déflecteurs. Prétendre parvenir à contraindre une distribution de masse donnée nécessite donc de considérer un *ensemble* de ligne de visées. On verra qu'une méthode de maximum de vraisemblance permettra de résoudre ce problème et de considérer *toutes* les lentilles ayant donné lieu aux déflexions observées.

3.1.1 Ordre de grandeur

Le cisaillement produit par une galaxie étant plus faible que la largeur de la distribution en ellipticité des galaxies, ce phénomène est inobservable dans le cas d'un couple formé par une galaxie d'avant-plan avec une galaxie d'arrière-plan, et seule une méthode statistique peut mettre en valeur le phénomène. En effet, considérons qu'un halo de galaxie soit décrit par un modèle de sphère singulière isotherme (*SIS*), le shear moyenné dans un anneau de rayon intérieur θ_{\min} et de rayon extérieur θ_{\max}

s'écrit (Brainerd, Blandford & Smail, 1996, *BBS* par la suite [17]) :

$$\langle \gamma \rangle = 4\pi \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \left(\frac{\sigma_0}{c}\right)^2 (\theta_{\min} + \theta_{\max})^{-1} \quad (3.1)$$

L'application numérique pour une galaxie spirale située à $z = 0.5$, muni de $\sigma_0 = 155$ km/s et des sources situées à un redshift moyen de 1, on calcule $\langle \gamma \rangle \simeq 0.007$, pour $\theta_{\min} = 10''$ et $\theta_{\max} = 30''$. Pour comparaison, la largeur de la distribution en ellipticité intrinsèque des galaxies est de l'ordre de 0.2. Il est clair qu'il faut moyenner le phénomène sur plusieurs milliers d'objets pour espérer détecter le phénomène de façon significative. En effet, on peut chercher l'ordre de grandeur du nombre d'objets nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit de 3. Le signal correspond au shear, et le bruit est estimé par $0.25/\sqrt{N}$, 0.25 correspondant à la largeur de la distribution en ellipticité des galaxies, et N au nombre d'objets. On trouve qu'il faut un minimum de 10 000 galaxies.

L'utilisation d'une méthode statistique signifie que l'on pourra contraindre les paramètres non pas *d'une* galaxie individuelle, mais d'une *population* de halos de galaxies.

Lentilles multiples : Considérons maintenant que l'on soit en présence de deux lentilles sur la ligne de visée ; la relation entre l'ellipticité image et les shears réduits des deux lentilles est linéaire. Appelons (1) et (2) les lentilles : les quantités se rapportant à chaque lentille seront indexées par les indices (1) et (2). Pour la première déflexion, due à la lentille (1), on peut écrire (voir Section 2.6) :

$$\langle \mathbf{e}_I \rangle = (1 - \langle \mathbf{g}_1^2 \rangle) \langle \mathbf{e}_S \rangle + \langle \mathbf{g}_1 \rangle = \langle \mathbf{g}_1 \rangle \quad (3.2)$$

Considérons désormais la seconde déflexion, due à la lentille (2) ; on a :

$$\langle \mathbf{e}_I \rangle = (1 - \langle \mathbf{g}_2^2 \rangle) \langle \mathbf{g}_1 \rangle + \langle \mathbf{g}_2 \rangle = \langle \mathbf{g}_1 \rangle + \langle \mathbf{g}_2 \rangle \quad (3.3)$$

3.1.2 Stratégies de détection

Le phénomène étant d'amplitude très faible : il faut avant tout utiliser des objets munis de paramètres de forme sûrs, et estimer un redshift pour chaque objet. Il existe trois méthodes utilisées jusqu'à présent pour détecter le phénomène de *galaxy-galaxy lensing* : le calcul de la polarisation, le moyennage direct des déformations et le maximum de vraisemblance.

Mesure de polarisation

Cette méthode est peu sophistiquée d'un point de vue statistique, mais assez directe. Elle suppose une séparation entre les populations d'avant-plan et les populations d'arrière-plan, parfois par une brutale coupure en magnitude, en supposant que, en moyenne, les galaxies faibles sont situées à une distance de l'observateur plus importante que les galaxies brillantes. Cette séparation est viable et a mené à la première détection du phénomène de *galaxy-galaxy lensing* (*BBS*, 1996 [17]), mais il est préférable d'avoir des informations spectroscopiques ou bien d'utiliser une estimation photométrique du redshift. Notons qu'aucune étude à l'heure actuelle n'a utilisé des redshifts spectroscopiques pour tous les objets utilisés.

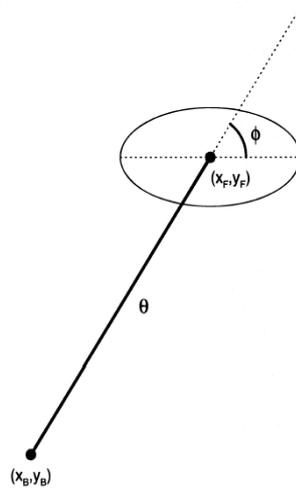


FIG. 3.1 – Orientation des galaxies faibles par rapport aux galaxies brillantes (*BBS* [17])

On calcule ensuite la distribution de probabilité des angles ϕ des galaxies d'arrière-plan par rapport aux galaxies d'avant-plan : pour une galaxie d'arrière-plan donnée, l'orientation de son ellipse équivalente est calculée par rapport au vecteur qui connecte son centre à celui d'une galaxie d'avant-plan, considérée comme une lentille potentielle (Figure 3.1). En utilisant toutes les paires disponibles, on forme la distribution de probabilité de ces orientations, $P(\phi)$. Elle s'écrit (*BBS* [17]) :

$$P(\phi) = \frac{2}{\pi} (1 - \langle p \rangle \langle \epsilon^{-1} \rangle \cos 2\phi) \quad (3.4)$$

avec $\langle p \rangle$ la polarisation moyenne induite par le lensing et $\langle \epsilon^{-1} \rangle$ la moyenne de l'ellipticité intrinsèque des sources. Dans le régime du weak lensing, on a la simple relation suivante (*BBS* [17]) :

$$p \simeq 2|\gamma| \quad (3.5)$$

S'il y a eu lensing des galaxies d'arrière-plan par les galaxies d'avant-plan, il y aura un léger excès de paires pour lesquelles les galaxies d'arrière-plan sont orientées tangentiellement ($\phi = 90^\circ$), et un déficit de paires pour lesquelles les galaxies d'arrière-plan sont orientées radialement ($\phi = 0^\circ$). Dans ce cas, $P(\phi)$ va varier comme $\cos 2\phi$, et l'on peut ainsi mesurer la polarisation, en déduire le shear, et comparer les résultats aux modèles. S'il n'y a pas eu lensing, $P(\phi)$ aura l'allure d'une distribution uniforme.

Les auteurs, afin de s'assurer que le signal est bien dû au lensing et non pas à un artefact, ou bien à un effet systématique, soumettent leurs catalogues à une série de tests. Lors de ces tests, les données sont modifiées, et il en résulte une situation non physique. La distribution $P(\phi)$ formée à partir de ces nouveaux catalogues doit être uniforme pour s'assurer de la pertinence du signal de *galaxy-galaxy lensing*. Parmi ces tests, on peut citer les suivants :

- $P(\phi)$ pour l'orientation des galaxies d'avant-plan par rapport aux galaxies d'arrière-plan (et non plus l'inverse)
- $P(\phi)$ lorsque l'on a rajouté 45° à tous les angles

- $P(\phi)$ pour l’orientation des galaxies d’arrière-plan, où ϕ est calculé par rapport à des points quelconques du ciel, ou encore par rapport aux étoiles d’avant-plan présentes sur le cliché

Si les données passent ce test, on peut raisonnablement considérer que l’effet de lensing est présent dans les données, et qu’il ne s’agit pas d’un artefact.

Moyennage direct des déformations

Cette technique est similaire à celle utilisée pour étudier les amas de galaxies exposée dans la section 2.6 : on moyenne les ellipticités des galaxies images dans une portion du ciel donnée, qui nous donne une estimation du shear dans cette portion du ciel, et nous permet de caractériser le potentiel gravitationnel de la galaxie lentille responsable de ces déformations. Si la technique que l’on applique est la même que pour des amas, d’importantes différences sont à prendre en compte : tout d’abord, afin d’obtenir un signal significatif, il faut accumuler les résultats obtenus pour un certain nombre de lentilles car l’effet dû à une seule galaxie est bien plus faible que l’effet dû à un amas de galaxies. De plus, on fait l’hypothèse que la ligne de visée est “propre”, au sens où l’on suppose que les déformations de galaxies d’arrière-plan sont dues à la galaxie d’avant-plan étudiée uniquement. En pratique, cette technique est viable pour étudier des galaxies de champ isolées, mais du shear externe dû à un groupe ou à un amas voisin contaminera le signal. Une telle méthode a été utilisée par exemple par Fisher et al. [39].

Méthode inverse : Maximum de Vraisemblance

La méthode de moyennage direct exposée plus haut, bien qu’efficace, n’est pas réellement satisfaisante au sens où elle n’utilise pas toute l’information contenue dans l’image de la galaxie : on utilise uniquement son orientation, alors que le lensing a un effet sur les paramètres de forme des galaxies, à savoir les axes de l’ellipse équivalente par laquelle on modélise la galaxie. De plus, cette méthode ne nécessite pas une séparation entre objets d’avant-plan et d’arrière-plan. Il n’est donc pas étonnant que des travaux théoriques aient développé des méthodes de maximum de vraisemblance dans le champ (Schneider & Rix, 1996 [113]), dans les amas (Natarajan & Kneib, 1997 [92] ; Geiger & Schneider, 1998 [43]) ou encore dans les deux cas (Limousin et al., 2004 [71]).

Cette méthode repose sur le fait que le lensing translate le vecteur ellipticité d’une galaxie d’une quantité égale au shear lui-même. Observant l’image d’une galaxie lointaine et mesurant ses paramètres de forme, on peut calculer (via un modèle de masse pour les déflecteurs) le shear qu’a subi le rayon lumineux ayant donné naissance à l’image, et ainsi remonter aux paramètres de forme intrinsèques de la source. Supposant connue la distribution en ellipticité intrinsèque des sources, on peut assigner une vraisemblance aux paramètres utilisés pour modéliser les déflecteurs.

D’un point de vue plus pratique, on s’intéresse à chaque objet du catalogue : pour chaque image (i), on considère l’ensemble des déflecteurs potentiels (j) qui auraient pu participer au lensing, à savoir l’ensemble des objets du catalogue qui se trouvent en avant-plan ($z_j < z_i$) et à une distance projetée R comprise entre R_{\min} et R_{\max} de la galaxie image. Etant donné un modèle de masse pour les lentilles, on peut calculer

le shear γ_i qu'a subit l'image en sommant les contributions de chaque lentille γ_{ij} :

$$\gamma_i = \sum_{\substack{z_j < z_i \\ R_{\min} < R < R_{\max}}} \gamma_{ij} \quad (3.6)$$

Dans le régime de weak-lensing, la relation entre l'ellipticité intrinsèque $\vec{\varepsilon}_i^s$ et l'ellipticité observée $\vec{\varepsilon}_i^{obs}$ s'écrit :

$$\vec{\varepsilon}_i^s \simeq \vec{\varepsilon}_i^{obs} + \vec{\gamma}_i \quad (3.7)$$

Donc l'effet du lensing sur une population de galaxies est de translater la distribution de probabilité en ellipticité de cette population :

$$P^s(\vec{\varepsilon}_i^s) = P^s(\vec{\varepsilon}_i^{obs} + \vec{\gamma}_i) \quad (3.8)$$

où P^s correspond à la distribution de probabilité en ellipticité *intrinsèque* des galaxies, en l'absence de lensing, introduite au Chapitre 2. En faisant cette opération sur tous les objets du catalogue, on forme une fonction de vraisemblance (likelihood en anglais) :

$$\mathcal{L} = \prod_i P^s(\vec{\varepsilon}_i^s) \quad (3.9)$$

qui est fonction des paramètres utilisés pour décrire les lentilles. Pour chaque ensemble de paramètres étudiés, on peut calculer une telle fonction de vraisemblance : plus celle-ci est grande numériquement, plus les paramètres utilisés pour décrire les déflecteurs sont vraisemblables.

L'équation 3.7 est une approximation valide dans le régime de weak-lensing. En fait, le passage de l'ellipticité observée à l'ellipticité intrinsèque est analytique et tient compte des effets non linéaires caractéristiques du strong lensing qui peuvent avoir lieu par exemple lorsque l'on s'intéresse à des galaxies d'amas. Dans ce cas, l'équation 3.8 n'est plus aussi simple, mais l'on considérera qu'elle est toujours valable. L'équation 3.7 serait à remplacer par :

$$\vec{\varepsilon}_i^s = f(\vec{\varepsilon}_i^{obs}, \vec{\gamma}_i) \quad (3.10)$$

et l'équation 3.8 deviendrait :

$$P^s(\vec{\varepsilon}_i^s) = P^s(f(\vec{\varepsilon}_i^{obs} + \vec{\gamma}_i)) \quad (3.11)$$

Dans le régime de strong lensing, cette fonction f peut prendre une forme assez compliquée.

3.2 Les détections

Cette section est dédiée à une revue des différentes détections du phénomène de *galaxy-galaxy lensing*. Elle essaiera au mieux d'être exhaustive. On distinguera les détections dans le champ et dans les amas.

3.2.1 Détections dans le champ

Commençons par rappeler la première *non détection* du phénomène par Tyson et al., en 1984 [123]. Malgré une large statistique (~ 28000 paires avant-plan/arrière-plan), c'est la mauvaise qualité des images, provenant de plaques photographiques, qui est responsable de cette non détection. Les résultats négatifs ont permis de fixer une limite supérieure sur la dispersion de vitesse des galaxies : $\sigma_0 < 170 \text{ km/s}$. Les données ont été revisitées par la suite par Kovner & Milgrom, 1987 [67] qui ont fixé cette limite supérieure à 330 km/s .

La première détection dotée d'une valeur statistique significative remonte à 1996 : il s'agit du travail effectué par Brainerd, Blandford & Smail (*BBS* [17]). Utilisant des données profondes en bande R acquises au télescope Hale de 5 mètres du mont Palomar et couvrant environ 72 arcmin^2 , ils ont étudié les orientations de 511 galaxies d'arrière-plan par rapport aux 439 galaxies d'avant-plan pour former la polarisation de cet échantillon. Ils ont trouvé une détection du phénomène à 4σ sur des échelles angulaires allant de $5''$ à $35''$ et en ont déduit des contraintes sur les paramètres caractéristiques des halos de matière noire des galaxies de champ. Depuis, on compte une douzaine de détections indépendantes du phénomène de *galaxy-galaxy lensing* par des galaxies de champ.

Voici une revue succincte des détections de *galaxy-galaxy lensing* dans le champ, avec les références s'y rapportant. Le tableau suivant résume les paramètres trouvés par chaque auteur, et la Figure 3.2 regroupe ces résultats et y superpose les résultats obtenus pour des galaxies d'amas.

- *BBS*, 1996 [17] ont utilisé un champ de 72 arcmin^2 , muni de 3202 paires avant-plan/arrière-plan. Leur échantillon a été découpé en magnitude, les 439 objets d'avant-plan ont une magnitude comprise entre 20 et 23, alors que les 511 objets d'arrière-plan ont une magnitude comprise entre 23 et 24. Ils ont déduit de cet échantillon : $\sigma_0 = 155 \pm 56 \text{ km/s}$ et quant à l'extension radiale du halo, ils trouvent $r > 100 h^{-1} \text{ kpc}$.
- Griffiths et al., en 1996 [50], à partir du HST Medium Deep Survey. Munis de 1600 objets d'avant-plan ($15 < I < 22$) et de 14000 objets d'arrière-plan ($22 < I < 26$), ils ont été capables de différencier les lentilles spirales et elliptiques, et trouvent : $\sigma_0 = 220 \text{ km/s}$ (Elliptiques) et 155 km/s (Spirales), ainsi qu'une contrainte commune sur l'extension du halo : $r \sim 100 r_{hl}$, où r_{hl} est le rayon de la composante lumineuse.
- Dell'Antonio & Tyson, 1996 [28], à partir du HDF Nord, à l'aide d'une coupure en couleur, ils isolent 110 lentilles et 645 sources, et dérivent $\sigma_0 = 185^{+30}_{-35} \text{ km/s}$ et $r > 15 h^{-1} \text{ kpc}$.
- Hudson et al., 1998 [54], à partir du HDF Nord, munis de redshifts photométriques pour 208 lentilles et 697 sources, trouvent $\sigma_0 = 148 \pm 28 \text{ km/s}$ mais ne posent aucune contrainte sur l'extension radiale du halo.
- Ebbels, 1998 [31], à partir du HST Medium Deep Survey, dispose de 22000 objets, classés par magnitude ($18 < I_{\text{brillantes}} < 22.5$ et $22.5 < I_{\text{faibles}} < 25.5$), et trouve $\sigma_0 = 128^{+25}_{-34} \text{ km/s}$ et $r > 120 \text{ kpc}$.
- Fisher et al., 2000 [39], sur les données SDSS, 225 degrés carrés, disposent de 28000 objets brillants ($16 < r < 18$) et de 150000 objets d'arrière-plan ($18 < r < 22$), et trouvent $\sigma_0 = 145\text{-}195 \text{ km/s}$ et $r > 275 h^{-1} \text{ kpc}$.

- Hoekstra et al., 2002 [52], à partir de champs CNOC-2, classés par magnitude ($17.5 < R_{\text{brillant}} < 23$ et $22 < R_{\text{faibles}} < 26$), trouvent $\sigma_0 = 133_{-15}^{+14}$ km/s et $r = 260_{-73}^{+124}$ kpc. Remarquons que c'est la première étude parvenant à contraindre l'extension spatiale d'un halo de galaxie de champ.
- Jaunsen, 2000 [56], sur le CFRS, dispose de redshifts photométriques et trouve $\sigma_0 = 280 \pm 30$ km/s et aucune contrainte sur le rayon. Une méthode de maximum de vraisemblance a été utilisée.
- McKay et al., 2001 [84], reprennent les données SDSS qui disposent de beaucoup plus d'objets et de redshifts spectroscopiques pour toutes les lentilles ($3.4 \cdot 10^4$ lentilles telles que $r' < 17.6$, et $3.6 \cdot 10^6$ sources telles que $18 < r' < 22$), déduisent $\sigma_0 = 100/130$ km/s et $r > 230 h^{-1}$ kpc. En divisant l'échantillon de lentilles par luminosité, ils trouvent une forte dépendance du shear avec la luminosité : les galaxies les plus lumineuses produisent un shear plus important et par conséquent sont plus massives. Cette tendance est remarquée dans les bandes g' , r' , i' et z' , mais pas dans la bande u' , bande pour laquelle ils trouvent que le shear est indépendant de la luminosité. En calculant une masse dans $260 h^{-1}$ kpc, ils trouvent un rapport masse sur luminosité constant $M \propto L$, en contradiction avec la relation de Tully-Fisher qui donne, sur des échelles de quelques dizaines de kpc, $M \propto L^{0.5}$.
- Smith et al., 2001 [117], sur le LCRS, disposent de 790 lentilles ($R < 18$). I. Ils trouvent $\sigma_0 = 116 \pm 14$ km/s et aucune contrainte sur r .
- Wilson et al, 2001 [128], étudient des galaxies elliptiques situées dans un intervalle de redshift compris entre 0.25 et 0.75. Cette étude ne dégage pas d'évolution dans la dispersion de vitesse avec le redshift : ils trouvent $\sigma_0 = 168_{-21}^{+19}$ km/s et aucune contrainte sur r .
- Kleinheinrich, 2003 [60], à partir du COMBO 17 (Classifying Objects by Medium-Band Observations in 17 filters) et via une méthode de maximum de vraisemblance. Il s'agit d'un survey multi-couleur profond adapté à l'étude du phénomène de *galaxy-galaxy lensing*. Ce survey permet d'avoir des redshifts photométriques précis ainsi qu'une information sur le type morphologique. Ces informations ont été combinées et ils obtiennent comme résultats (contraintes à 1σ) : $\sigma_0 = 198_{-42}^{+32}$ km/s (Elliptiques), $\sigma_0 = 146_{-38}^{+28}$ km/s (Spirales) et $r \simeq 40 h^{-1}$ kpc.
- Hoekstra et al, 2004 [53] ont utilisé des données du Red-Sequence Cluster Survey (RCS) pour contraindre les paramètres de halo de galaxie. Les lentilles vérifient $19.5 < R_C < 21$ et les objets d'arrière-plan $21.5 < R < 24$. Ils trouvent $\sigma_0 = 137 \pm 5$ km/s et $r = 185_{-28}^{+30} h^{-1}$ kpc. De plus, les auteurs contraignent les relations d'échelles entre la luminosité dans la bande B et la dispersion de vitesse, et trouve une relation en très bon accord avec la relation de Tully-Fisher. Notons finalement que pour la première fois, cette étude permet de contraindre l'ellipticité des halos de matière noire.

Discussion & Remarques : L'examen de ces détections met en valeur plusieurs choses : tout d'abord, les différents auteurs ont utilisé des données très hétérogènes, et non dédiées à l'étude du *galaxy-galaxy lensing*. De plus, la séparation entre les objets

Auteurs	σ_0^* (km/s)	r
Brainerd et al., 1996 [17]	155 ± 56	$> 100 h^{-1}$ kpc
Griffiths et al., 1996 [50]	220(E) et 155(S)	$\simeq 100 r_{hl}$
Dell’Antonio & Tyson, 1996 [28]	185_{-35}^{+30}	$> 15 h^{-1}$ kpc
Hudson et al., 1998 [54]	148 ± 28	-
Ebbels, 1998 [31]	128_{-34}^{+25}	> 120 kpc
Fisher et al., 2000 [39]	145-195	$> 275 h^{-1}$ kpc
Jaunsen, 2000 [56]	141_{-53}^{+36}	-
McKay et al., 2001 [84]	100-130	$> 230 h^{-1}$ kpc
Smith et al., 2001 [117]	116 ± 14	-
Wilson et al., 2001 [128]	168_{-21}^{+19}	-
Hoekstra et al., 2002 [52]	133_{-15}^{+14}	260_{-73}^{+124} kpc
Kleinheinrich, 2003 [60]	198_{-42}^{+32} (E) et 146_{-38}^{+28} (S)	$\simeq 40 h^{-1}$ kpc
Hoekstra et al., 2004 [53]	137 ± 5	$185_{-28}^{+30} h^{-1}$ kpc

TAB. 3.1 – Résumé des différentes détections dans le champ normalisées à une luminosité L^* . Lorsqu’une distinction suivant le type morphologique est possible, E correspond aux résultats trouvés pour les elliptiques et S aux spirales

d’avant-plan et d’arrière-plan est propre à chaque auteur. La plupart des données sont limitées à des observations en une couleur, ce qui rend impossible l’estimation d’un redshift photométrique. Smith et al [117] par contre disposent de redshifts spectroscopiques pour toutes leurs lentilles, et les résultats de Kleinheinrich et al [60] reposent sur le *Combo 17*, observations en 17 filtres, ce qui leur permet d’avoir une bonne estimation d’un redshift photométrique pour tous les objets. Malgré les hétérogénéités des échantillons étudiés et des méthodes d’investigation, on constate que les résultats sont cohérents entre eux et convergent vers des valeurs “raisonnables” de dispersion de vitesse et de masse moyenne de galaxie, c’est à dire des valeurs du même ordre que celles déduites à l’aide de méthodes plus traditionnelles (Chapitre 1).

On peut donc qualifier les dix dernières années comme étant “expérimentales” au sens où, même si le *galaxy-galaxy lensing* ne nous a pas fait faire de découverte fondamentale, il a été démontré que cette méthode est viable et amène à des résultats comparables à ceux obtenus grâce à d’autres méthodes. Avec le progrès technologique à venir et des missions au sol ou dans l’espace consacrées à l’étude du *galaxy-galaxy lensing*, on peut être optimiste et penser que des avancées considérables seront possibles dans la physique des galaxies. En particulier, des éléments de réponse concernant la structure des halos de matière noire, à savoir s’ils suivent un profil particulier, ou s’ils sont plus ou moins piqués, pourront être apportés grâce au *galaxy-galaxy lensing*. Notamment, on pourra comparer les résultats obtenus sur des galaxies appartenant à des environnements différents, et étudier l’influence de l’environnement sur l’histoire des galaxies.

La détection la plus significative d’un point de vue statistique est celle de McKay et al. [84], grâce à l’important nombre d’objets et la qualité des données (mesure de redshifts spectroscopiques pour les lentilles). Etant capable de différencier les types morphologiques, ils ont pu étudier la dépendance du signal *galaxy-galaxy lensing* en fonction du type morphologique, de la luminosité, et de l’environnement. Ils ont trouvé une nette différence entre les signaux engendrés par des galaxies elliptiques et

des galaxies spirales, les elliptiques ayant une dispersion de vitesse systématiquement supérieure à celle des spirales. Quantifiant leurs résultats en terme de rapport masse sur luminosité dans une ouverture de l'ordre de 400 kpc, ils trouvent que ce rapport est insensible au type morphologique utilisé. Néanmoins, le survey SDSS est peu profond, et permet uniquement l'étude des galaxies dotées d'un redshift inférieur à 0.3.

Griffiths et al. [50] ont eux aussi séparé leur échantillon par type morphologique, et ont trouvé que le type spirale amène à une dispersion de vitesse inférieure au type elliptique. Par contre, cette séparation a été faite à l'œil, et non pas sur des critères spectroscopique comme ont pu le faire McKay et al.

Ces deux équipes donnent des résultats préliminaires allant dans le même sens que des études dynamiques qui donnent des évidences pour des galaxies elliptiques dotées de potentiels gravitationnels plus profonds que les galaxies spirales. Ils sont néanmoins à nuancer par le fait qu'il existe une forte dépendance du type morphologique avec la densité locale. La valeur de σ_0 trouvée pour les galaxies elliptiques peut être due à la présence d'un amas proche non prise en compte.

Kleinheinrich [60] dispose d'un échantillon remarquable avant tout par les informations photométriques (17 filtres) qu'il contient, ce qui leur permet d'avoir une estimation robuste des redshifts de tous les objets, et de ne pas utiliser une distribution de probabilité en redshift. L'échantillon est assez hétérogène ; il est constitué de quatre sous-surveys dont l'un pointe sur l'amas de galaxies Abell 901/902, l'autre est un champ "random", les autres pointent dans le champ.

3.2.2 Détections au sein des amas de galaxies

Il existe à ce jour moins d'études dédiées aux galaxies d'amas qu'aux galaxies de champ : la plupart ont été menées par Natarajan et al. [93], [95], [96], une autre par Geiger & Schneider, 1999 [44], et une présentée dans ce manuscrit (Chapitre 7). Il est difficile de comparer les résultats obtenus sur des galaxies elliptiques d'amas avec ceux obtenus dans le champ tant la différence environnementale est importante : les galaxies évoluent dans le potentiel gravitationnel de l'amas et subissent des forces de marées. De plus, certaines ont pu subir des collisions, perdre des bouts de halo de matière noire, nourrissant ainsi celui de l'amas. Où s'arrête le halo de la galaxie, et où commence celui de l'amas ? Les deux systèmes sont difficilement dissociables. Cette difficulté a l'air plus conceptuelle que pratique, car la présence de l'amas ne rend pas plus difficile l'étude du *galaxy-galaxy lensing*. A l'échelle des galaxies (quelques arcsecondes), le potentiel global de l'amas varie peu et son influence sur la mesure du shear des galaxies individuelles est faible.

D'un point de vue méthodologique, seule une méthode de maximum de vraisemblance est viable, car les galaxies sont très proches les unes des autres comparé à une situation de champ et de galaxies isolées : il est ici impossible d'isoler une lentille et d'étudier son shear car cette mesure sera faussée par la présence d'une galaxie voisine. Par exemple, dans l'amas A1689 situé à $z = 0.18$, la distance moyenne entre deux galaxies lentilles est inférieure à une cinquantaine d'arcsecondes.

Voici une revue des différentes détections de *galaxy-galaxy lensing* au sein des amas. Celles-ci ont eu pour but initial d'apporter des éléments de réponses sur la question d'une éventuelle troncature des halos de galaxies comparées à des galaxies de champ. Sur ce point, les résultats montrent une différence significative. Si on a

mesuré un rayon de coupure supérieur à $230h^{-1}\text{kpc}$ avec une bonne précision dans le champ ([84]), les résultats pour les galaxies d'amas tournent autour de quelques kpc à quelques dizaines de kpc [96], voir Chapitre 7. C'est précisément là un des résultats les plus importants obtenus par des études de *galaxy-galaxy lensing* : les galaxies d'amas sont plus compactes et moins massives que les galaxies de champ.

- Geiger & Schneider, 1999 [43] ont vérifié la validité de leur méthode de maximum de vraisemblance en s'appuyant sur un travail de simulation numérique. La détection ([44]) concerne les galaxies au sein de l'amas Cl0939+4713, situé à un redshift de 0.41. Les données sont constituées de clichés *HST/WFPC2*. Cette étude ne permet pas d'établir de contraintes fortes ; les barres d'erreurs sont grandes : ils trouvent σ_0 de l'ordre de 230 km/s et sur r de l'ordre de $8h^{-1}\text{kpc}$ pour les elliptiques de cet amas.
- Natarajan et al., 1998 [93]. La méthode de maximum de vraisemblance elle aussi a été testée par un travail de simulation numérique [92]. Cette méthode est appliquée aux galaxies elliptiques de l'amas AC114 ($z = 0.31$) pour lesquelles ils trouvent : $\sigma_0^* = 192_{-27}^{+53}\text{km/s}$ et $r^* \simeq 17\text{ kpc}$
- Natarajan et al., 2002 [95]. La méthode a été appliquée à une quarantaine de galaxies elliptiques de l'amas A2218, pour lesquelles ils dérivent les résultats : $\sigma_0^* = 180_{-20}^{+15}\text{km/s}$ et $r^* = 40_{-10}^{+30}\text{kpc}$ (5σ). De plus, la comparaison entre le rayon de coupure trouvé à celui attendu pour des modèles de matière noire collisionnelle ou non collisionnelle permet d'écarter l'hypothèse de matière noire collisionnelle avec une confiance supérieure à 5σ .
Les résultats obtenus par Natarajan et al. malgré le peu de lentilles inclusent dans les analyses (quelques dizaines), sont très robustes statistiquement, notamment grâce à l'utilisation d'images multiples permettant de bien contraindre le potentiel de l'amas.
- De plus, Natarajan et al., 2002 [96], ont étudié cinq amas de galaxies couvrant un intervalle de redshift allant de 0.18 à 0.58. En comparant le rayon caractéristique trouvé avec la densité centrale de l'amas, ils trouvent une nette corrélation qui est en excellent accord avec les attentes théoriques de coupure par forces de marées (tidal truncation), qui sont de la forme : $\log(r_t^*) \propto (-0.6 \pm 0.2) \log(\rho_0)$.

Ces études apportent donc des éléments de réponses intéressants pour la physique des galaxies qu'aucune méthode observationnelle n'avait encore permis. Néanmoins, des conclusions plus solides nécessitent davantage de résultats établis sur des amas différents. De plus, les quelques amas étudiés constituent un échantillon très hétérogène : ils couvrent un large domaine en redshift, mais aussi en luminosité X et en masse, ou encore en sous-structures non résolues dans le cas des amas les plus lointains et les plus jeunes.

3.2.3 Le point de vue des simulations numériques

Les simulations numériques (par exemple Ghigna et al., 1998 [46]) étudient les halos de matière noire se trouvant à l'intérieur d'un halo d'amas de galaxies massif. Les ingrédients utilisés dans cette étude sont de la matière noire froide soumise à la force de gravité. Ces scénarios prédisent que lors de la chute d'une galaxie dans le potentiel de l'amas, le halo de matière noire subit des forces de marées colossales qui lui arrache

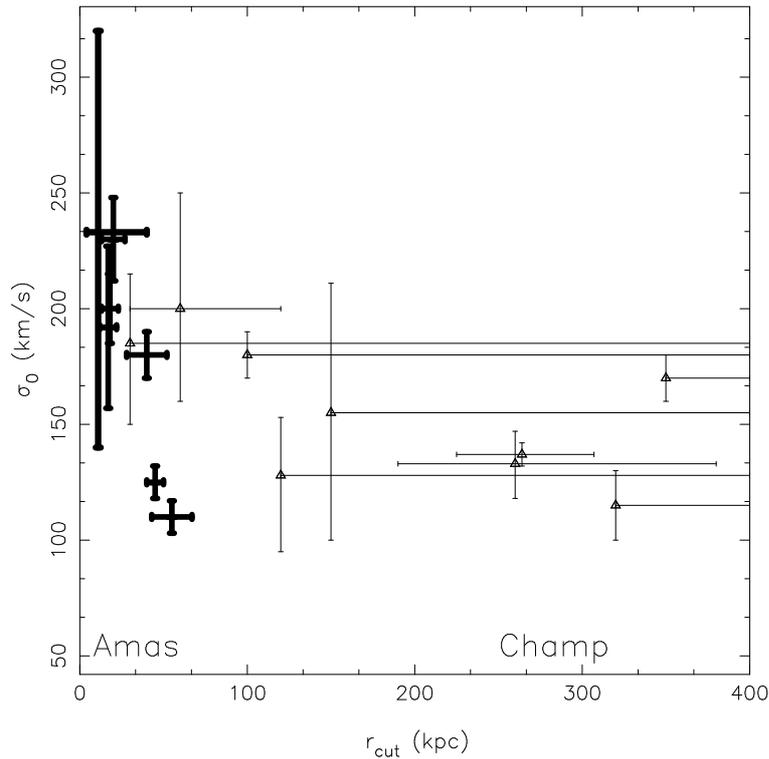


FIG. 3.2 – Résumé des détections pour lesquelles on a une contrainte sur σ_0^* et sur r^* , dans les amas (traits gras) et dans le champ (traits fins). L'examen de cette Figure montre que les galaxies d'amas sont plus compactes que les galaxies de champ.

des morceaux de halo, nourrissant ainsi le halo de matière noire de l'amas lui-même. On parle de *tidal stripping* en anglais. On définit le rayon de marée d'un halo comme le rayon où la densité moyenne du halo de galaxie est de l'ordre de la densité locale de l'amas de galaxies. Ghigna et al. ont montré que plus les galaxies se trouvent proche du centre de l'amas (et donc plus elles se trouvent dans un environnement dense), plus le rayon de marée est petit. Ce résultat est une prédiction des modèles de matière noire froide utilisée dans les simulations numériques. Mamon (2000) [79] a calculé le rayon de marée d'une galaxie en fonction de sa position dans l'amas et trouve une relation conforme aux résultats des simulations de Ghigna et al. La conséquence de ces études est que plus une galaxie se trouve proche du centre de l'amas, plus elle souffre des effets de marées.

D'autre part, Ghigna et al. s'intéressent à la taille caractéristique des halos de galaxies en fonction de leur distance au centre de l'amas, et trouve que plus un halo est proche du centre de l'amas, plus ce rayon caractéristique est petit. Néanmoins, la tendance observée par Ghigna et al. est assez faible, surtout lorsque l'on considère le rayon projeté, quantité à laquelle on est sensible en pratique (Figure 8 de Ghigna et al., 1998 [46]). De plus, cette tendance est plus claire dans le cas d'un amas à $z = 0$ que dans le cas d'un amas à $z = 0.5$. Si l'on peut raisonnablement considérer que les halos de matière noire vivant dans un amas sont plus compacts que des halos de champ de luminosité équivalente, la tendance à observer un rayon de halo de galaxie diminuer avec la distance au centre de l'amas reste marginale pour le moment. D'ailleurs, les résultats présentés au Chapitre 7 ne mettent pas en évidence une telle tendance. On

verra aussi au Chapitre 7 que les résultats de récentes simulations numériques par Gill et al., 2004 [48] apportent de nouveaux éléments de réponse concernant l'influence de l'environnement sur les propriétés dynamiques des galaxies.

Chapitre 4

Profils de matière noire

4.1 Naissance des structures de l'Univers

4.1.1 Le champ de fluctuations primordiales de densité

On suppose que les structures observées dans l'Univers se sont formées par instabilité gravitationnelle à partir de petites fluctuations primordiales de densité. L'origine fondamentale de ces sur-densités n'est pas claire. Pourquoi l'Univers présente ainsi des régions sur et sous-denses ? Certains y voient les fluctuations du vide, phénomène typiquement quantique, qui serait passé de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique grâce à une période d'inflation, mais l'histoire de l'Univers à ses premiers instants est très mal connue et difficile à contraindre.

Bref, tout se passe comme si l'Univers était homogène dans son ensemble, mais avec des sur-densités locales (c'est à dire des endroits de l'Univers où la densité est supérieure à la densité moyenne de l'Univers), et par conséquent des sous-densités locales. Si $\bar{\rho}(t) = 3H^2(t)\Omega(t)/(8\pi G)$ est la densité moyenne de l'Univers à l'instant t , on définit le contraste de densité afin de décrire ces fluctuations par :

$$\delta(\vec{x}, t) = \frac{\rho(\vec{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (4.1)$$

Considérons l'évolution d'une sur-densité au cours du temps. Les régions sur-denses ($\delta > 0$) accrètent la matière de leur environnement, et ainsi deviennent de plus en plus sur-dense, c'est à dire que δ augmente. Tant que les fluctuations restent faibles ($|\delta| \ll 1$), la croissance des régions sur-denses peut être décrite par une théorie linéaire. Une fois que δ s'approche de l'unité, les effets non-linéaires ne sont plus négligeables, l'expansion de la région sur-dense s'arrête et celle-ci commence à s'effondrer sur elle même. Par des processus de relaxation violente et de mélange de phases, les particules se virialisent et atteignent une configuration d'équilibre stable que l'on identifie comme les lieux de formation des galaxies. On dit alors que le halo s'est découplé de l'expansion de l'Univers.

Comme on suppose que ce champ de densité suit une distribution Gaussienne, il est uniquement décrit par son spectre de puissance, $P(k) = \langle \delta_k^2 \rangle$ et on le suppose homogène et isotrope. N'ayant pas de théorie satisfaisante sur l'origine de ces fluctuations de densité, et donc pas de taille caractéristique à mettre dans les équations, on suppose que le spectre de puissance des fluctuations est invariant d'échelle, c'est à dire que l'on a :

$$P(k) = k^n \quad (4.2)$$

avec $n = 1$ (spectre de Harrison-Zeldovich).

L'expérience *Boomerang* (Netterfield et al, 2002 [100]), à partir des fluctuations du Fond Diffus Cosmologique (CMB), a mesuré $n=0.95 \pm 0.1$, en accord avec le spectre de Harrison Zeldovich. Les récents résultats de l'expérience *WMAP* ont confirmé cette mesure, tout en réduisant les barres d'erreurs.

4.1.2 Processus de relaxation

Une fois que le halo de matière noire s'est découplé de l'expansion de l'Univers, il s'effondre sur lui-même et se virialise pour atteindre une configuration d'équilibre stable. Cette matière noire, qui domine largement la dynamique des halos, n'est

sensible qu'à la force gravitationnelle. On suppose, d'autre part, cette matière noire froide et non collisionnelle (voir Chapitre 1). Plusieurs études ont montré que la matière noire était préférentiellement non collisionnelle (citons par exemple Moore et al. ; 2000 [91], ou Natarajan et al., 2002 [96]).

Cette configuration de matière noire froide est décrite par la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ dans l'espace des phases. Elle s'entend comme la probabilité d'avoir $dn = f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v}$ particules situées entre \vec{r} et $\vec{r} + d\vec{r}$ et dont les vitesses sont comprises entre \vec{v} et $\vec{v} + d\vec{v}$ à l'instant t . L'évolution de cette fonction f est donnée par l'équation de Boltzmann sans collisions (appelée aussi équation de Vlasov en l'absence de collisions) :

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f - \vec{\nabla} \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (4.3)$$

Φ est le potentiel gravitationnel lié à la densité de matière noire par l'équation de Poisson

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho. \quad (4.4)$$

L'équation de Boltzmann, équivalente au théorème de Liouville, exprime que la densité dans l'espace des phases autour d'une particule donnée est constante. Le mélange dynamique a tendance à faire évoluer le système vers un état stationnaire caractérisé par $\partial f / \partial t = 0$.

Lors de l'effondrement d'un halo de matière noire, les particules échangent énergie et moment angulaire par des processus collectifs. Même si les collisions entre deux particules sont négligeables, un objet réagit aux variations spatiales et temporelles du potentiel gravitationnel $\Phi(\vec{r}, t)$ dues aux fluctuations de densité. L'état stable final est caractérisé par une équipartition d'énergie et de moment angulaire, donc des orbites isotropes. Ce mécanisme très efficace agit sur un temps typique de l'ordre de 10 % du temps dynamique du système (Lynden-Bell, 1967 [75]), qui est quant à lui de l'ordre de l'âge de l'Univers. Il s'agit d'un processus de *relaxation violente*. Lorsque le système est dans un équilibre quasi-statique, $\partial \Phi / \partial t$ est très faible, et la relaxation violente se termine.

Le changement d'énergie causé par le potentiel variable est indépendant de la masse des particules (puisque l'on suppose qu'il n'y a pas de collisions). Il en résulte une configuration d'équipartition d'énergie spécifique et donc de température. Les gaz non collisionnels sont donc isothermes – dans le sens où la dispersion de vitesses est constante – et ne présentent pas de ségrégation de masse. Dans les amas, il n'y a de ségrégation de galaxies de différentes masses que dans les parties centrales. Les interactions entre deux objets y sont importantes, ce qui a pour conséquence les fusions et le “cannibalisme” des galaxies.

4.1.3 Equation de Jeans à l'équilibre : premières solutions

Le premier moment sur l'espace des vitesses de l'Equation (4.3) donne l'Equation de Jeans à l'équilibre, qui relie la distribution de matière et sa dispersion de vitesses au potentiel gravitationnel Φ . Dans le cas d'une symétrie sphérique et pour une distribution isotrope des vitesses ($\sigma \equiv \sigma_r \equiv \sigma_t$), on a :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d(\rho \sigma^2)}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (4.5)$$

On peut simplifier cette équation en supposant que la dispersion de vitesses σ est indépendante de la distance au centre du système gravitationnel, et en utilisant l'équation de Poisson. On trouve ainsi une équation du second ordre pour la densité de masse, $\rho(r)$, qui possède donc deux solutions indépendantes. La première a une singularité au centre et définit le modèle de Sphère Singulière Isotherme (SIS, Spherical Isothermal Sphere, [13]) :

$$\rho_{SIS}(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} \quad (4.6)$$

La deuxième solution a une valeur finie au centre mais doit être calculée numériquement. Une approximation de cette solution à petit rayon est donnée par le profil de *KING* [59] :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{core}}\right)^2\right)^{-3/2}}, \quad (4.7)$$

avec un cœur plat de taille r_{core} . Ces types de profil peuvent être utilisés pour décrire des systèmes autogravitants, aussi bien à l'échelle des galaxies qu'à celle des amas de galaxies.

4.1.4 Les simulations numériques

L'équation de Boltzmann (4.3) nous renseigne sur l'évolution de la fonction de distribution f et peut être utilisée pour prévoir les propriétés statistiques d'ensemble des halos. Elle est non-linéaire et sa résolution est difficile. De façon pratique, on poursuit une autre approche en simulant numériquement l'évolution d'un gaz de particules non-collisionnelles, par intégration directe des équations du mouvement d'un grand nombre de particules dans leur potentiel gravitationnel commun. On se retrouve à résoudre un système couplé d'équations différentielles du premier ordre. Les problèmes pratiques dans cette approche sont dus au grand nombre de particules nécessaire pour fournir une bonne résolution et suffisamment de halos distincts pour pouvoir en déterminer les propriétés statistiques. Les simulations numériques permettent d'étudier les profils de densité de halos de matière noire à l'équilibre dans des scénarios de formation hiérarchique des structures. En effet, parmi les conditions initiales, on inclut une cosmologie et une valeur du spectre de puissance.

Si les résultats des simulations numériques semblent converger au fur et à mesure que l'on rajoute des particules (Ghigna et al., 2000 [47]), une interprétation robuste de ces résultats n'est pas simple et plusieurs aspects interviennent, notamment :

- les particules utilisées dans les simulations numériques ont des masses sous-galactiques comprise entre $5 \times 10^7 M_\odot$ et 10^{10} à $10^{11} M_\odot$. Elles sont donc bien plus massives que les particules de matière noire, qui seraient plutôt subatomiques et dotées de masses de particules élémentaires : la masse du proton est égale à 938 MeV, ce qui correspond à $1.6 \cdot 10^{-27}$ kg, ou de l'ordre de $10^{-57} M_\odot$. En ce qui concerne les "WIMPs" (Weakly Interactive Massive Particules), particules candidates de matière noire recherchée dans les expériences d'astroparticules comme Antares ou Edelweiss, on cherche des masses comprises entre 100 et 1000 GeV, ce qui reste faible devant une masse solaire.

- l'absence de baryons dans les simulations ; même si cette composante est négligable du point de vue de la masse totale, elle existe et elle pourrait influencer et modifier la distribution de matière noire au centre des amas.

4.1.5 Vers un profil de masse “universel” ?

En utilisant des simulations à haute résolution, Navarro, Frenk, & White (*NFW*, 1995 [97]), ont trouvé que les halos de matière noire froide peuvent être décrits par un profil “universel” qui reproduit correctement la distribution radiale des structures sur neuf ordres de grandeur en masse, de l'échelle des amas globulaires à celle des amas de galaxies. Ce type de profil, dit *NFW* varie comme r^{-1} au centre et r^{-3} à grande distance. On définit ce profil comme suit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (4.8)$$

où r_s est un rayon de cœur, caractérisant le changement de pente dans la distribution de masse. De plus, Navarro et al, 1997 [98] ont étendu leurs simulations pour couvrir des modèles cosmologiques divers, en faisant varier les paramètres cosmologiques ou la forme du spectre de puissance initial. Dans tous les cas, les profils de densité des halos isolés sont bien décrits par l'Equation (4.8). Ceci constitue donc une forte prédiction du scénario de matière noire froide : si la matière noire est effectivement froide, on s'attend à ce que les profils de masse suivent cette forme, sur un large domaine de masse, et indépendamment de la cosmologie choisie.

Si les spécialistes semblent converger sur l'existence d'un profil de masse universel et sur sa forme à grande distance du centre du halo (Fukushige & Makino, 1997 [41], Huss et al, 1999 [55]), les simulations numériques récentes à plus haute résolution conduisent vers une pente centrale plus raide que pour celle du profil *NFW*. On peut généraliser le profil par (Zhao, 1996 [132]) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{3-\alpha}}, \quad (4.9)$$

Les résultats de Moore et al., 1999 [90] indiquent $\alpha=1.5$ plutôt que $\alpha=1$ dans le cas *NFW*.

Récemment, Navarro et al. (2004) [99] proposent une nouvelle formule provenant de l'ajustement de profils de densité et de vitesses de rotation de halos simulés. Cette nouvelle formule est intéressante car elle converge vers une densité centrale finie à petit rayon, et qu'elle définit une masse totale convergente. Dans ce modèle, la pente logarithmique du profil de densité, $\beta(r) = -\frac{d \ln \rho}{d \ln r}$ est une loi de puissance de r , avec un exposant $\simeq 0.17$.

4.2 Décrire les structures de l'Univers

Dans cette section seront présentés trois profils particuliers qui vont nous servir à décrire les galaxies. Il s'agit des profils suivants :

- La distribution de masse elliptique pseudo-isotherme (“*pseudo-isothermal elliptical mass distribution*” soit *PIEMD* en anglais), qui a été introduite par Kassiola & Kovner, 1993 [58]
- Le profil “universel” *NFW* introduit plus haut
- Le profil *Power Law*, *PL*, caractérisé par un rayon de cœur r_{core} et un exposant α qui décrit le gradient de la distribution de masse, introduit par Kneib, 1993 ([63])

Chaque profil est défini par au moins deux paramètres que l’on va introduire : une dispersion centrale de vitesses σ_0 reliée à la profondeur du puit de potentiel gravitationnel engendré par ce halo ou bien une dispersion de vitesses caractéristique σ_s dans le cas de *NFW*, et un ou deux paramètres d’échelle : r_{core} et r_{cut} , respectivement rayon de cœur et de coupure pour le *PIEMD*, r_s pour le *NFW* et r_{core} pour le profil *PL*. On commencera par énoncer de façon générale les quantités utiles pour notre étude, comme la masse ou le shear, puis on donnera les équations correspondantes à chaque profil avec les graphiques associés. Les équations sont données pour un profil à symétrie circulaire ; par contre, les Figures 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4 ont été obtenues pour des profils munis d’une ellipticité de la distribution de masse égale à 0.2.

4.2.1 Quantités utiles

Le phénomène de lentille gravitationnelle est sensible à des quantités physiques projetées le long de la ligne de visée. Commençons tout d’abord par rappeler les notations utilisées dans les équations. On rappellera si l’on travaille avec des quantités tri-dimensionnelles ou bi-dimensionnelles. On va rencontrer les symboles suivants, à partir desquels on définira d’autres quantités :

- ρ , densité volumique de masse de la distribution de masse (3D)
- Φ , potentiel gravitationnel associé à cette distribution de masse (3D)
- Σ , densité surfacique de masse (2D)
- ϕ , potentiel gravitationnel (2D)
- R , rayon projeté le long de la ligne de visée
- σ , composante de la dispersion de vitesse isotrope des particules (3D)
- G , constante gravitationnelle
- V_{rot} , vitesse de rotation des particules (2D)
- Σ_{crit} , densité surfacique critique, qui définit une frontière entre les régimes de déformations fortes et faibles
- α , gradient de la distribution de masse pour le profil *PL*

La densité volumique de masse ρ est reliée à Φ par l’équation de Poisson :

$$4\pi G\rho(r) = \nabla^2\Phi(r) \quad (4.10)$$

Et de la même façon, on relie la densité surfacique de masse Σ au potentiel projeté par :

$$4\pi G\Sigma(R) = \nabla^2\phi(R) \quad (4.11)$$

où le Laplacien est désormais en 2D.

Une fois définie $\Sigma(R)$, on peut calculer la masse 2D dans une ouverture R :

$$M_{aper}(R) = 2\pi \int_0^R \Sigma(r) r dr \quad (4.12)$$

Quand cela s'avérera pertinent, on utilisera le changement de variable $x = r/r_{core}$ ou $x = r/r_s$, et on aura $M_{aper}(R) = r_{core}^2 \tilde{M}_{aper}(x)$ ou $M_{aper}(R) = r_s^2 \tilde{M}_{aper}(x)$.

A partir de Φ , et utilisant l'équation de Jeans (Eq. 4.5), on peut écrire (en utilisant la condition aux limite en $+\infty$, où $\sigma(r) \rightarrow 0$ et $\rho(r) \rightarrow 0$) :

$$\sigma_x^2(r) = \frac{1}{\rho_x(r)} \int_r^{+\infty} \rho_x(r') \frac{d\Phi(r')}{dr'} dr' \quad (4.13)$$

On obtient ainsi σ_x , dispersion de vitesses des particules au sein du halo. L'indice x peut correspondre aux galaxies au sein d'un amas, ou bien aux étoiles au sein d'une galaxie. La quantité $\Phi(r)$ par contre correspond au potentiel global du halo considéré.

Dans le cas du profil *NFW*, la dispersion de vitesses calculée à partir de l'équation de Jeans tend vers 0 au centre, bien que ce soit non physique. Ce comportement a amené à définir une dispersion de vitesses caractéristique σ_s par :

$$\sigma_s^2 = \frac{4}{3} G r_s^2 \rho_s \quad (4.14)$$

De plus, dans un tel modèle, la dispersion de vitesses n'est pas constante avec le rayon. On peut en donner une expression analytique en utilisant la fonction dilogarithme (Lokas & Mamon, 2001 [72]).

La vitesse de rotation est définie par :

$$V_{rot}^2(R) = \frac{G M_{3D}(R)}{R} \quad (4.15)$$

En pratique, le lensing nous permet d'être sensible à des quantités bidimensionnelles projetées le long de la ligne de visée, et on utilisera M_{aper} à la place de M_{3D} .

4.2.2 Profil *PIEMD*

Cette distribution de masse correspond à la superposition de deux profils *TIS* (Truncated Isothermal Sphere) munis d'un rayon de coupure s , profil pour lequel la distribution de masse est de la forme : $\rho(r) = \frac{\sigma^2 s^2}{2\pi G r^2 (r^2 + s^2)}$. Elle permet de pallier aux insuffisances du modèle *SIS*, à savoir : une masse totale divergente et une densité divergente au centre. De plus, elle permet un traitement analytique de l'équation des lentilles. La densité volumique est la suivante :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + r^2/r_{core}^2)(1 + r^2/r_{cut}^2)} \quad (4.16)$$

Cette distribution admet deux rayons caractéristiques, r_{core} , rayon de cœur, et r_{cut} , rayon de coupure qui définit un changement de pente dans la distribution de masse. Au centre, on a $\rho \simeq \rho_0/(1 + r^2/r_{core}^2)$, qui décrit un cœur avec une densité centrale ρ_0 . La région de transition ($r_{core} < r < r_{cut}$) est isotherme, avec $\rho \simeq r^{-2}$. Au delà de r_{cut} , la densité chute : $\rho \simeq r^{-4}$, comme c'est requis pour les modèles de galaxies

elliptiques, afin que la masse soit une quantité finie. D'ailleurs, il a été montré (Hjorth & Kneib, 2003 [51]) que ce profil est pertinent pour décrire les galaxies elliptiques. D'autre part, ce modèle a été utilisé avec succès par Natarajan et al [93], [95], [96] pour l'étude du *galaxy-galaxy lensing* au sein des amas de galaxies. Un intérêt de ce profil est que la masse totale ne diverge pas.

Par intégration de l'équation 4.16, on obtient :

$$\Sigma(R) = \frac{\sigma_0^2 r_{cut}}{2G(r_{cut} - r_{core})} \left(\frac{1}{\sqrt{r_{core}^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_{cut}^2 + R^2}} \right) \quad (4.17)$$

où σ_0 est reliée à ρ_0 par :

$$\rho_0 = \frac{\sigma_0^2}{2\pi G} \left(\frac{r_{cut} + r_{core}}{r_{core}^2 r_{cut}} \right) \quad (4.18)$$

On peut montrer ([51]) que pour $r_{core} \rightarrow 0$, la densité surfacique de masse devient égale à la densité surfacique de masse *TIS* utilisée par Brainerd, Blandford & Smail [17] pour modéliser le phénomène de *galaxy-galaxy lensing*. On pourra ainsi directement comparer les résultats obtenus avec ce modèle *PIEMD* (en terme de dispersion de vitesse et de rayon de coupure) avec les résultats provenant d'autres études où les galaxies ont été modélisées par un profil du genre *TIS* ou par un profil *SIS*.

La masse 2D dans une ouverture est donnée par l'expression :

$$M_{aper}(R) = \frac{\pi r_{cut} \sigma_0^2}{G} \left(1 - \frac{\sqrt{r_{cut}^2 + R^2} - \sqrt{r_{core}^2 + R^2}}{r_{cut} - r_{core}} \right) \quad (4.19)$$

En faisant tendre R vers l'infini dans l'équation précédente, on obtient la masse totale qui est une quantité finie :

$$M_{aper}^{tot} = \pi \frac{\sigma_0^2}{G} \frac{r_{cut}^2}{r_{cut} + r_{core}} \quad (4.20)$$

Le shear quand à lui est donné par l'expression suivante ([51]) :

$$\gamma(R) = \frac{\sigma_0^2}{2G} \frac{r_{cut}}{r_{cut} - r_{core}} \left(2 \left(\frac{1}{r_{cut} + \sqrt{r_{cut}^2 + R^2}} - \frac{1}{r_{core} + \sqrt{r_{core}^2 + R^2}} \right) - \left(\frac{1}{\sqrt{r_{core}^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_{cut}^2 + R^2}} \right) \right) \quad (4.21)$$

4.2.3 Profil *NFW*

Comme on l'a vu plus haut, ce profil correspond à un ajustement empirique des résultats de simulations numériques. Il varie comme r^{-1} au centre et r^{-3} à grande distance. Nous décrirons donc le profil *NFW* à l'aide de σ_s et r_s . Historiquement, Navarro et al. [97] ont écrit la densité comme suit :

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^2} \quad (4.22)$$

ce qui donne une paramétrisation en terme de r_s et $\delta_c \rho_c$, où ρ_c est la densité massique critique de l'Univers. δ_c est un contraste de densité caractéristique et r_s est le rayon

d'échelle. On peut paramétrer le profil *NFW* différemment : la masse totale du halo est généralement estimée par M_{200} qui est la masse contenue dans une sphère de rayon r_{200} où la densité moyenne est $\bar{\rho} = 200 \rho_c$. r_{200} est une estimation du *rayon viriel*. Ce dernier sépare la région virialisée d'un halo d'une zone d'accrétion à plus grande distance. Le calcul de $M_{200} = M(r_{200})$ donne une relation entre le contraste de densité δ_c et le *paramètre de concentration* $c = r_{200}/r_s$:

$$M_{200} = \frac{800}{3} \pi r_{200}^3 \rho_c \quad (4.23)$$

$$c = \frac{r_{200}}{r_s} \quad (4.24)$$

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \quad (4.25)$$

Le profil NFW définit ainsi une famille de densités de masse caractérisée par deux paramètres : M_{200} (ou bien r_s ou r_{200}) et δ_c (ou c). Pour les amas de galaxies riches, on a $M_{200} \sim 10^{15} M_\odot$ et $c \sim 5$. Pour une galaxie, on a $M_{200} \sim 10^{12} M_\odot$ et $c \sim 10$ à 15.

On considérera par la suite la densité volumique suivante :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (4.26)$$

Etant donné que les propriétés des quantités projetées relatives à ce modèle dépendent de la comparaison entre r et r_s , il est utile d'introduire le changement de variable suivant : $x = r/r_s$. La densité surfacique s'écrit alors :

$$\Sigma(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r_s, x, z) dz = 2\rho_s r_s F(x) \quad (4.27)$$

avec :

$$F(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2-1} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \operatorname{argch} \frac{1}{x}\right) & (x < 1) \\ \frac{1}{3} & (x = 1) \\ \frac{1}{x^2-1} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{x^2-1}} \arccos \frac{1}{x}\right) & (x > 1) \end{cases} \quad (4.28)$$

La relation entre σ_s et ρ_s est par définition :

$$\sigma_s^2 = \frac{4}{3} G r_s^2 \rho_s \quad (4.29)$$

Quand à la masse 2D calculée dans une ouverture, elle s'écrit (Bartelmann, 1996 [7]) :

$$M_{aper}(R) = \frac{3\pi\sigma_s^2 r_s}{2G} g(x) \quad (4.30)$$

avec :

$$g(x) = \begin{cases} \ln \frac{x}{2} + \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \operatorname{argch} \frac{1}{x} & (x < 1) \\ 1 - \ln(2) & (x = 1) \\ \ln \frac{x}{2} + \frac{1}{\sqrt{x^2-1}} \arccos \frac{1}{x} & (x > 1) \end{cases} \quad (4.31)$$

La masse totale diverge pour ce modèle. On peut donner une expression de la masse M_{200} en fonction de σ_s , r_{200} et c :

$$M_{200} = 200\pi \frac{c^2 \sigma_s^2 r_{200}}{\delta_c G} \quad (4.32)$$

Quand au shear, il est donné par l'expression suivante (Bartelmann, 1996 [7]) :

$$\gamma(x) = \frac{2\rho_s r_s}{\Sigma_{crit}} \left(\frac{2A(x)}{x} - S(x) \right) \quad (4.33)$$

avec :

$$A(x) = \frac{1}{x} \times \begin{cases} \ln \frac{x}{2} + \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \operatorname{argch} \frac{1}{x} & (x < 1) \\ 1 + \ln \frac{1}{2} & (x = 1) \\ \ln \frac{x}{2} + \frac{1}{\sqrt{x^2-1}} \arccos \frac{1}{x} & (x > 1) \end{cases} \quad (4.34)$$

et :

$$S(x) = \begin{cases} \ln^2 \frac{x}{2} - \operatorname{argch}^2 \frac{1}{x} & (x < 1) \\ \ln^2 \frac{x}{2} + \arccos^2 \frac{1}{x} & (x \geq 1) \end{cases} \quad (4.35)$$

4.2.4 Profil *PL*

La densité est la suivante (Kneib, 1993 [63]) :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \frac{1-2\alpha}{3} \frac{r^2}{r_{core}^2}}{\left(1 + \frac{r^2}{r_{core}^2}\right)^{2+\alpha}} \quad (4.36)$$

Pour ce profil, muni lui aussi d'un rayon de cœur, il est commode d'introduire le changement de variable $x = r/r_{core}$. A grand rayon ($x \gg 1$), la densité décroît comme : $\rho \simeq x^{-2(1+\alpha)}$. Notons que le cas $\alpha=0$ correspond au cas sphère isotherme avec un rayon de cœur. Un exposant $\alpha > 0$ définit un profil de densité plus piqué que le cas sphère isotherme avec un rayon de cœur.

Concernant la densité surfacique de masse, on a :

$$\Sigma(x) = \Sigma_0 \frac{1 + (1/2 - \alpha)x^2}{(1 + x^2)^{3/2+\alpha}} \quad (4.37)$$

et la relation entre σ_0 et ρ_0 est la suivante :

$$\rho_0 = \frac{\sigma_0^2}{r_{core}^2} \frac{9(1-2\alpha)}{4\pi G} \quad (4.38)$$

La masse projetée est donnée par l'expression suivante :

$$M_{aper}(x) = 2\pi \Sigma_0 \left(\int_0^x \frac{x dx}{(1+x^2)^{3/2+\alpha}} + \int_0^x \frac{\frac{1-2\alpha}{2} x^3 dx}{(1+x^2)^{3/2+\alpha}} \right) \quad (4.39)$$

L'intégration par partie des deux termes de cette expression donne :

$$M_{aper}(x) = \frac{\pi \Sigma_0}{(1+x^2)^{3/2+\alpha}} (x^2 + x^4) \quad (4.40)$$

avec :

$$\Sigma_0 = 4/3 I_{1+\alpha} \rho_0 r_{core} = \frac{3(1+2\alpha)\sigma_0^2}{\pi G r_{core}} I_{1+\alpha} \quad (4.41)$$

On obtient finalement :

$$M_{aper}(R) = \frac{3(1+2\alpha)\sigma_0^2 r_{core}}{G} \frac{x^2 + x^4}{(1+x^2)^{3/2+\alpha}} I_{1+\alpha} \quad (4.42)$$

avec :

$$I_{1+\alpha} = \int_0^\infty \frac{dx}{(1+x^2)^{1+\alpha}}$$

Cette intégrale vaut 1.253 pour $\alpha=0.2$, 1.15 pour $\alpha=0.3$, 1.06 pour $\alpha=0.4$ et 0.999 pour $\alpha=0.5$.

La dispersion de vitesse et le shear pour un tel profil ont été établis par Kneib, 1993 ([63]). On a :

$$\sigma^2(x) = \sigma_0^2 \frac{1 + \frac{1-2\alpha}{2} x^2}{1 + \frac{1-2\alpha}{3} x^2} \frac{1}{(1+x^2)^\alpha} \quad (4.43)$$

Quand au shear, on l'écrit :

$$\gamma(x) = \frac{1}{2} \frac{\Sigma_0}{\Sigma_{crit}} \frac{(1+2\alpha)x^2}{(1+x^2)^{\frac{3}{2}+\alpha}} \quad (4.44)$$

4.2.5 Décrire des galaxies

Ces profils permettent de décrire des distributions de masses aussi bien à l'échelle des galaxies qu'à l'échelle des amas de galaxies. Notre étude porte sur les galaxies et cela implique certaines relations concernant les paramètres décrivant chaque profil. En particulier, pour le profil *PL*, le rayon de cœur est fixé de l'ordre de 0.1 arcseconde, valeur typique pour des galaxies. Ce profil est donc paramétrisé par σ_0 et par α . Pour le profil *PIEMD* aussi, on va fixer r_{core} de la même façon. Il nous reste donc deux paramètres pour décrire une distribution de masse par un tel profil. Fixer r_{core} permet d'éviter de considérer des modèles à trois paramètres. Finalement, quel que soit le profil utilisé, on a deux paramètres libres. Le tableau suivant résume les paramètres nécessaires pour décrire chaque profil, qu'ils soient libres ou fixés.

Paramètres	Libres	Fixés
<i>PIEMD</i>	σ_0, r_{cut}	$r_{core} \sim 0.1''$
<i>NFW</i>	σ_s, r_s	-
<i>PL</i>	σ_0, α	$r_{core} \sim 0.1''$

4.3 Comparaison de ces profils

On a vu que le paramètre σ_0 pour un profil *PIEMD* peut être directement comparé à des dispersions de vitesses obtenues pour un profil *SIS* ou *TIS*. Ce n'est pas le cas dans le cas des profils *NFW* ou *PL*. Il convient donc de savoir intercalibrer ces profils. Nous allons partir d'un profil *PIEMD* donné qui nous servira de profil de référence et nous allons chercher quels sont les profils *NFW* et *PL* qui lui sont équivalents pour un même shear réduit et un même rayon d'Einstein.

4.3.1 Masse dans le cercle critique tangentiel dans le cas d'une symétrie circulaire

Commençons par montrer un résultat fondamental du lensing : pour n'importe quel profil circulaire donné, la masse dans le rayon d'Einstein R_E est proportionnel à R_E^2 . Par définition, la masse 2D dans un cercle de rayon R est donnée par :

$$M(R) = 2\pi \int_0^R \Sigma(u)u du = \frac{1}{2G} \int_0^R \partial_u(u\partial_u\phi(u))du = \frac{r\partial_r\phi(r)}{2G} \quad (4.45)$$

Cela donne en fonction du potentiel de la lentille φ :

$$M(R) = \frac{c^2}{4G} \frac{D_{OS}D_{OL}}{D_{LS}} r\partial_r\varphi(r) \quad (4.46)$$

d'où l'expression de la masse dans le rayon critique tangentiel ou rayon d'Einstein R_E :

$$M(R_E) = \frac{c^2}{4G} \frac{D_{OS}D_{OL}}{D_{LS}} R_E^2 \quad (4.47)$$

ou encore :

$$M(R_E) = \pi\Sigma_{crit}R_E^2 \simeq R_E^2 \quad (4.48)$$

Ce résultat peut être utilisé pour estimer la masse de galaxies à partir de la détermination du rayon d'Einstein et des redshifts de la source et de la lentille. La limitation de cette méthode provient de la géométrie réelle d'un potentiel gravitationnel, rarement symétrique : dans ce cas, on surestime la masse par rapport aux études fondées sur l'émission X.

4.3.2 A l'échelle des galaxies : profils de shears réduits

Une valeur typique du rayon d'Einstein dans le cas d'un halo de galaxie est de l'ordre d'une arcseconde. On va donc chercher les modèles particuliers pour chaque profil qui donnent $R_E \sim 1''$. Pour de tels profils, on va former le profil de shear réduit $g \sim \gamma$, quantité à laquelle on est sensible en weak-lensing. La Figure 4.1 montre le résultat. Les profils définis par le tableau 4.1 sont équivalents en terme de shear réduit.

L'examen de la Figure 4.1 montre qu'au-delà de quelques arcsecondes, tous les shears sont équivalents. Concernant le profil *PL*, il y a une dépendance assez forte de la dispersion de vitesses avec la valeur de l'exposant. Par exemple, un profil *PL* avec $\sigma_0 = 400 \text{ kms}^{-1}$ et $\alpha \simeq 0.4$ induit un shear comparable à un profil *PL* avec $\sigma_0 =$

	<i>PIEMD</i>	<i>NFW</i>	<i>PL</i>
σ_0	220km/s	225km/s	400km/s
r_{cut} ou r_s	30''	3''	-
r_{core}	0.1''	-	0.1''
α	-	-	0.4

TAB. 4.1 – Profils équivalents en termes de shear réduit et pour lesquels $R_E \simeq 1''$

660 km s^{-1} et $\alpha = 0.3$. Pour illustrer le comportement du profil *PL*, on inclura les courbes correspondantes à ce dernier profil dans les Figures suivantes qui comparent les profils en terme de shear réduit (g), densité volumique de masse ($\rho(r)$), masse projetée ($M_{aper}(R)$) et en vitesse de rotation ($V_{rot}(R)$).

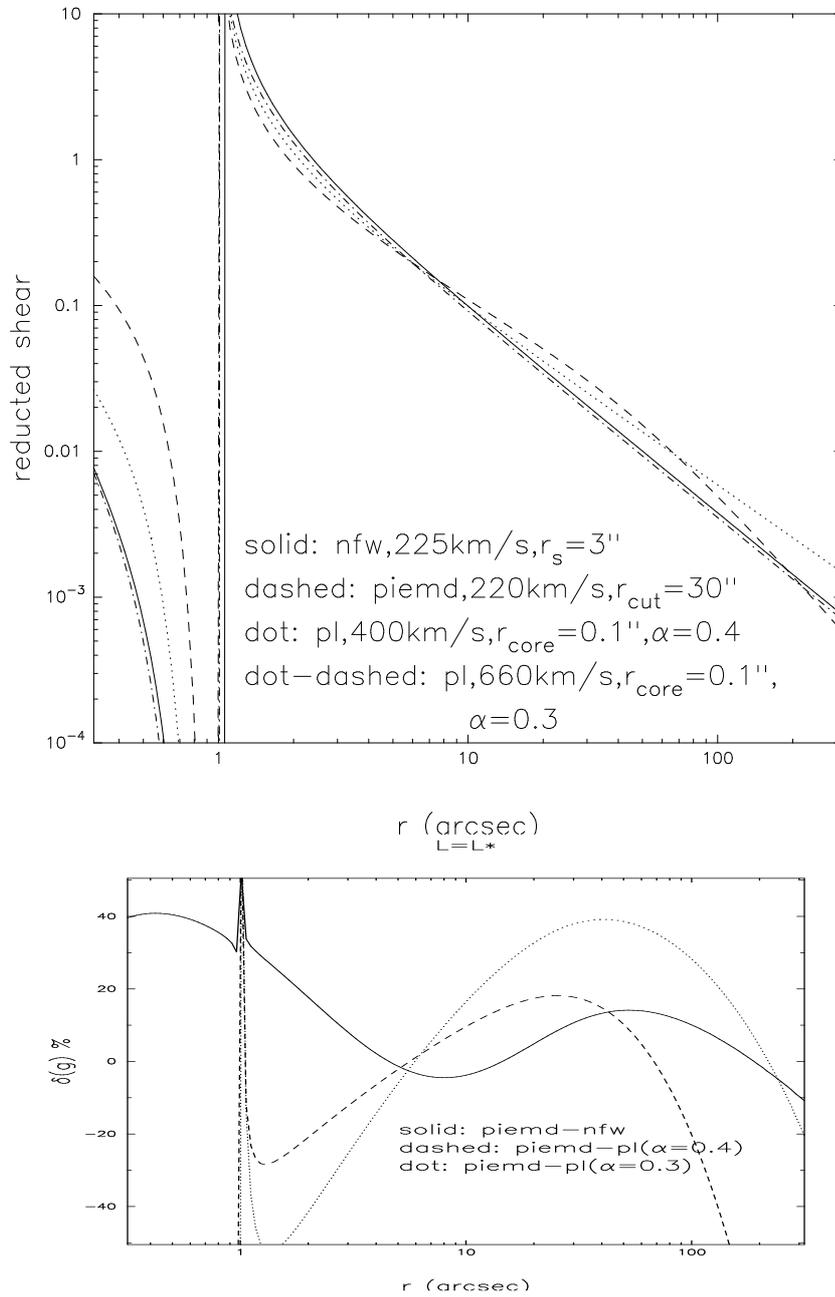
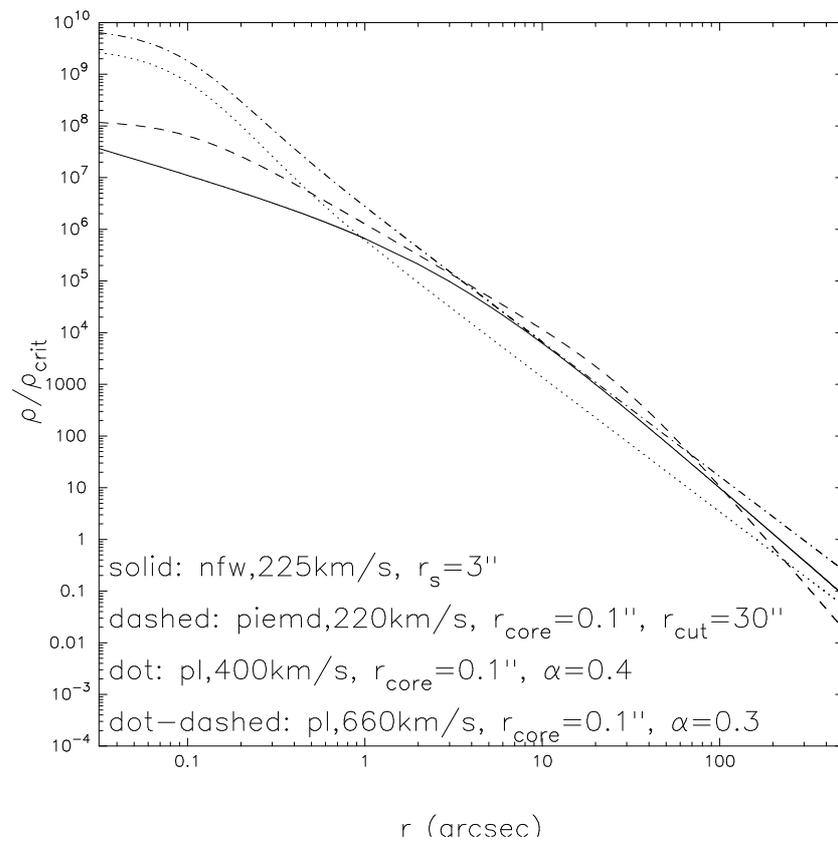


FIG. 4.1 – Shears réduits ($g = \frac{\gamma}{1-\kappa}$) pour les différents profils considérés, et différences entre eux, exprimées en pourcentage, avec *PIEMD* comme référence

FIG. 4.2 – $\rho(r)$ pour les différents profils considérés

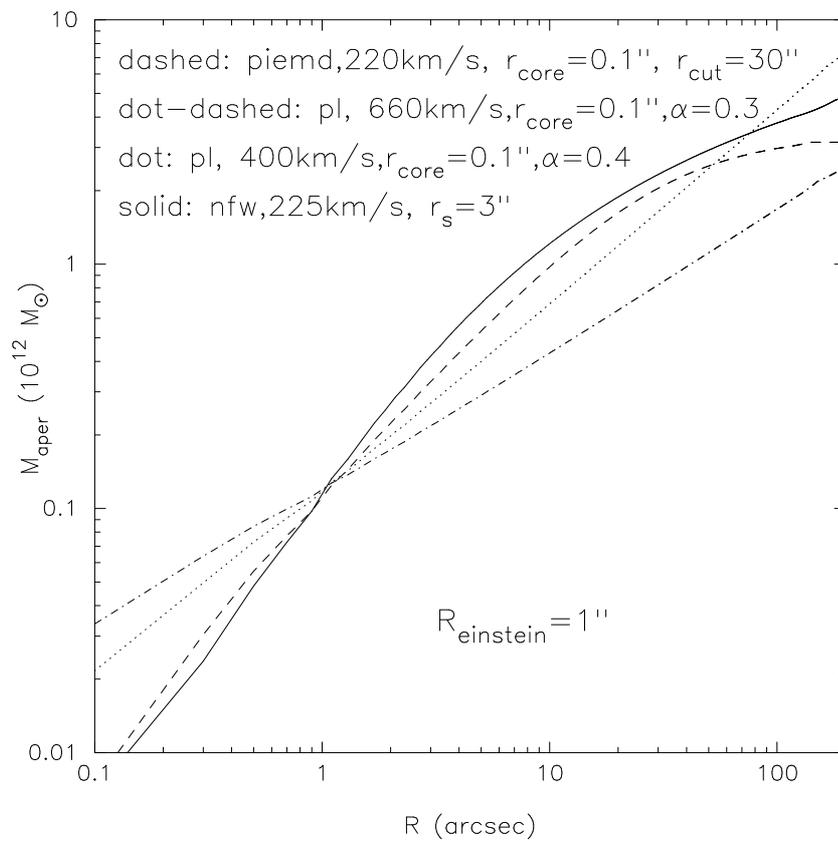


FIG. 4.3 – $M_{\text{aper}}(R)$ pour les différents profils considérés

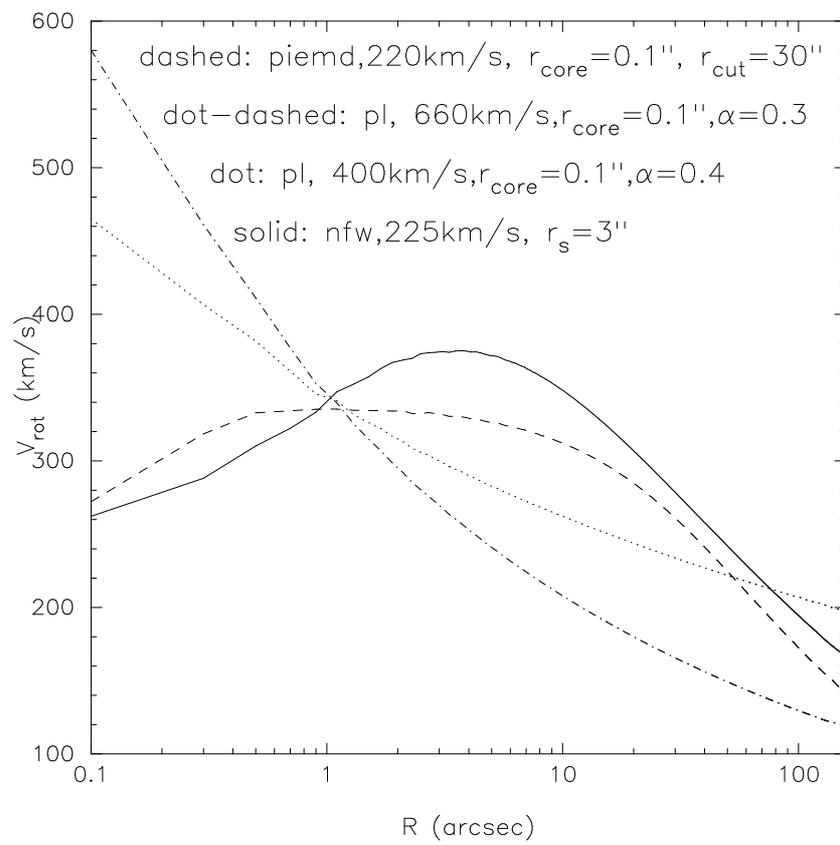


FIG. 4.4 – Vitesse de rotation pour les différents profils considérés

Chapitre 5

Simulation du cisaillement et recouvrement du profil de masse

5.1 Introduction

Les études théoriques du phénomène de *galaxy-galaxy lensing* ont commencé rapidement après la première détection de *BBS* en 1996 ([17]). Le premier papier de référence est celui de Schneider & Rix, (1996) [113] et concerne une étude portant sur les galaxies de champ. Viennent ensuite deux autres études, l'une de Natarajan et al., 1997 [92] et l'autre de Geiger et al., 1998 [43]. Ces deux études portent sur les galaxies regroupées en amas.

Le présent manuscrit se propose lui aussi d'exposer une étude théorique du phénomène de *galaxy-galaxy lensing*, afin de tester la méthode du maximum de vraisemblance exposée au Chapitre 3. Cette étude théorique, complétée par l'étude de profils de matière noire correspondant au Chapitre 4, a fait l'objet d'une publication reproduite en annexe.

L'originalité de la présente étude par rapport aux autres repose sur les points suivants :

- Analyser à la fois des situations de champ et des situations d'amas
- Comparer les contraintes que l'on peut espérer obtenir depuis un télescope terrestre avec celle que l'on peut espérer obtenir à l'aide d'un télescope spatial
- Aller plus loin que la paramétrisation du halo en terme de σ_0 et r , en reformulant le problème en fonction de la masse du halo dans une ouverture donnée
- L'application à un échantillon homogène d'amas de galaxies

Dans ce Chapitre, nous allons décrire les procédures de simulations utilisées pour créer des catalogues synthétiques, et ce dans les différentes configurations étudiées. On commence par se donner un champ dans lequel on place des sources distribuées en redshift ainsi que des lentilles d'avant-plan. En assignant aux lentilles un profil de masse muni de paramètres connus (les paramètres d'*entrée*), on simule les déformations subies par la population d'arrière-plan grâce au logiciel *Lenstool* développé par Jean-Paul Kneib. On obtient ainsi un catalogue simulé. Ces catalogues seront analysés via une méthode de maximum de vraisemblance par un code numérique que j'ai développé et qui permet d'estimer les paramètres des halos de matière noire qui ont donné naissance aux déformations gravitationnelles. Ce sont les paramètres de *sortie*. Idéalement, les paramètres de *sortie* devraient être égaux aux paramètres d'*entrée*. Ce qui nous intéresse c'est de voir quels sont les écarts à cette situation idéale, d'avoir une idée sur les erreurs et les possibles biais de la méthode.

5.2 Simulation d'images

Nous étudions deux configurations observationnelles distinctes : un télescope terrestre muni d'une caméra grand champ, comme la caméra *cfh12k* montée au foyer du télescope CFH, et un télescope spatial comme le *HST*. Nous étudions aussi des situations de champ et d'amas. De plus, nous exposerons les configurations observationnelles correspondant à la caméra *MEGACAM* depuis le sol et à la caméra *ACS* depuis l'espace.

5.2.1 Sol et Espace

Il y a deux différences principales entre des observations menées avec un télescope terrestre et des observations provenant d'un télescope spatial : la qualité de l'image et la taille du champ. Les observations dans l'espace sont de bien meilleure qualité car non perturbées par l'atmosphère terrestre, les paramètres de forme sont estimables pour la grande majorité des objets détectés (typiquement 80%), et la densité d'objets détectés est plus importante qu'au sol, car les observations sont plus profondes. L'avantage des observations au sol réside dans les tailles de champs observés, actuellement plus importantes que depuis l'espace. En considérant ces deux aspects, et le fait que le signal de *galaxy-galaxy lensing* repose sur le nombre de paires avant-plan/arrière-plan impliquées dans l'analyse, on peut considérer deux stratégies : soit des observations grand champ depuis le sol, soit des observations profondes depuis l'espace.

Au sol, avec un télescope de 4 mètres et un temps de pose de l'ordre d'une heure à deux heures, les données sont caractérisées par un seeing de l'ordre de 0.6-0.8 arcsecondes, un nombre de galaxies de l'ordre de 15 galaxies par arcminutes carrées, dont environ 50 à 70 % sont utilisables pour l'analyse, c'est à dire pour lesquelles on peut espérer obtenir des paramètres de formes surs.

Les observations dans l'espace sont caractérisées par un seeing de l'ordre de 0.15 arcsecondes et un nombre de galaxies détectées avoisinant les 70 galaxies par arcminutes carrées pour un temps de pose de l'ordre de la demi-heure, avec un pourcentage d'objets effectivement utilisables pour l'analyse weak lensing de l'ordre de 80%.

Le tableau 5.1 résume la comparaison des principales caractéristiques à prendre en compte. Les valeurs des ellipticités et de leurs erreurs proviennent de l'inspection des données *CFH12k* que nous avons en ce qui concerne le sol, et de données *HST* pour ce qui est de l'espace. Les paramètres de forme des galaxies images e_1 et e_2 correspondent aux projections de l'ellipticité complexe \mathbf{e} sur deux axes, et on a les définitions suivantes pour les quantités exposées dans le tableau (m correspond à la moyenne et d à la dispersion, avec N le nombre d'objets) :

$$\mathbf{e} = e_1 + i e_2 \quad (5.1)$$

$$e_1 = |\mathbf{e}| \cos(2\theta) \quad (5.2)$$

$$e_2 = |\mathbf{e}| \sin(2\theta) \quad (5.3)$$

$$|\mathbf{e}| = \frac{a - b}{a + b} \quad (5.4)$$

$$m = \frac{\sum_i e_i}{N} \quad (5.5)$$

$$d = \sqrt{\frac{\sum_i (e_i - m)^2}{N - 1}} \quad (5.6)$$

Pour comparaison, la caméra ACS à bord du *HST* comporte un détecteur *Wide Field Channel*, *WFC*, dotée d'un champ de 202×202 arcsec².

Au sol, la caméra *MEGACAM* installée au *CFH* offre un champ de 1 degré². Elle est constituée de 40 CCD. Le but de cet instrument est de mener des surveys grand champ, profonds (B=26.5/27) et multicoloreurs.

	Sol (<i>CFH12k</i>)	Espace <i>HST</i>
champ	44' × 28'	5.3 arcmin ²
nb de galaxies (arcmin ⁻²)	≈ 15	≈ 70
PSF	0.8''	0.15''
ellipticité moyenne m	0.32	0.33
dispersion sur l'ellipticité d	0.2	0.2
erreur moyenne sur e_1	0.19	0.14
erreur moyenne sur e_2	0.19	0.13

TAB. 5.1 – Comparaison des données obtenues depuis le sol et depuis l'espace

5.2.2 Relations d'échelle

Les lentilles d'avant-plan sont décrites par un profil de masse avec des paramètres d'entrée connus. Chaque lentille individuelle comporte une luminosité en fonction de laquelle on mettra à l'échelle (scaler en anglais) ses paramètres. La relation sur σ_0 repose sur les relations introduites au Chapitre 1, de Tully-Fisher et de Faber-Jackson, avec un exposant égal à 4 : $\sigma_0 \propto L^{1/4}$.

La relation d'échelle sur r repose sur l'hypothèse que le rapport masse sur luminosité est constant pour chaque galaxie ; en effet, en supposant cette relation, et en se rappelant que la masse est proportionnelle à $\sigma_0^2 r$, on a : $M \propto \sigma_0^2 r \propto L^{1/2} \times L^{1/2} = L$.

Si l'hypothèse d'un rapport masse sur luminosité constant avec la luminosité est largement utilisée, remarquons que la situation est certainement plus compliquée, et que des études récentes suggèrent que le rapport M/L varie fortement et de façon non monotone avec la luminosité : voir par exemple Marinoni & Hudson (2002) [82], Yank, Mo & van den Bosh (2003) [129].

Profil *PIEMD*

On a pour ce profil :

$$\sigma_0 = \sigma_0^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \& \quad r_{cut} = r_{cut}^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

Le paramètre r_{core} est fixé à 0.1'', une valeur typique pour une galaxie.

Profil *NFW*

De la même façon que pour *PIEMD*, on a :

$$\sigma_s = \sigma_s^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \& \quad r_s = r_s^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.8)$$

Profil *PL*

Pour ce profil :

$$\sigma_0 = \sigma_0^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \& \quad r_{core} = r_{core}^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.9)$$

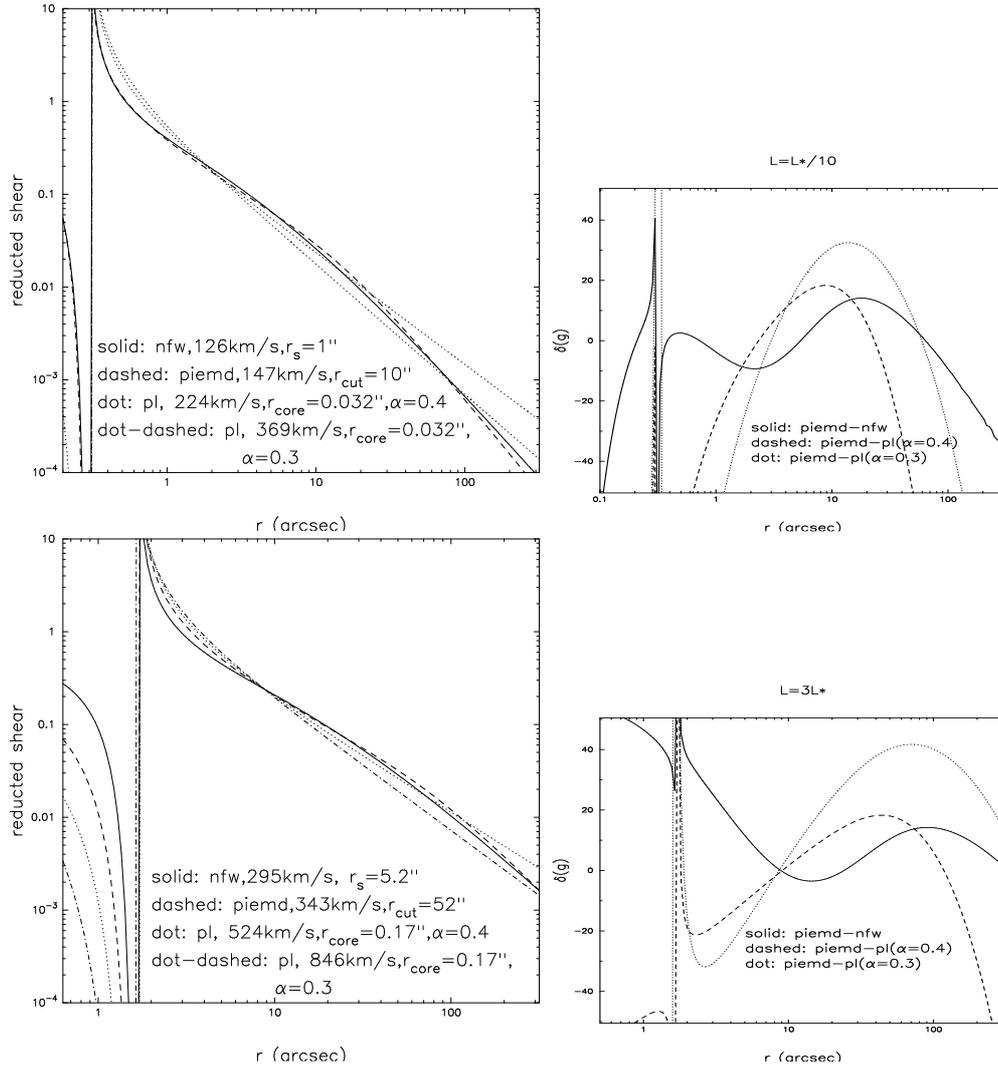


FIG. 5.1 – Profils de shears réduits ($g = \frac{\gamma}{1-\kappa}$) pour chaque modèle et différences entre eux (*PIEMD* étant le modèle de référence), pour une galaxie faible ($L = L^*/10$) et une galaxie brillante ($L = 3L^*$)

Afin d'illustrer la cohérence de ces différentes relations d'échelle d'un profil à un autre, on montre sur la Figure 5.1 la comparaison des profils de shears obtenus pour une galaxie faible ($L = L^*/10$) et pour une galaxie brillante ($L = 3L^*$). Les profils correspondant à la luminosité L^* sont les profils de références que l'on a introduit dans le Chapitre 4, tableau 4.1.

5.2.3 Population d'arrière-plan

La principale différence concernant les configurations sol ou espace réside dans la densité de sources d'arrière-plan que nous introduirons : les configurations sol auront une densité de sources égale à une quinzaine de galaxies par arcminute carré, alors que les configurations espace disposeront d'une densité de sources égale à une soixantaine de galaxies par arcminute carré. La façon de simuler les galaxies d'arrière-plan est la même que ce soit dans une configuration de champ ou d'amas (Figure 5.2) :

- Les galaxies sont disposées aléatoirement en position.

- On considère un comptage en magnitude R typique pour deux heures d’intégration avec un télescope de 4 mètres. Les magnitudes sont tirées à partir du comptage en magnitude observé avec la *cfh12k*
- Les paramètres de forme sont assignés en tirant l’ellipticité depuis une distribution gaussienne similaire à celle observée avec la *cfh12k*
- Distribution en redshift : on considère le comptage dans la bande R et on utilise la prescription du *HDF* en terme de redshift moyen par bin de magnitude
- Les angles sont distribués de façon uniforme (Figure 5.3)

5.2.4 Les lentilles d’avant-plan

Cette fois-ci, les procédures de simulations dépendent bien sûr de la configuration considérée, à savoir champ ou amas.

Quelle que soit la configuration adoptée, on décrit les galaxies lentilles par un modèle de masse donné parmi les trois profils étudiés dans le Chapitre 4.

Dans le champ

200 galaxies lentilles sont réparties aléatoirement en position, et sont distribuées en redshift de façon uniforme entre un redshift de 0.2 et de 0.5.

Au sein d’un amas

350 lentilles sont réparties dans un même plan à $z = 0.2$, ce qui correspond au redshift des amas de notre échantillon. Parmi ces lentilles, on a bien sûr les galaxies individuelles, ainsi que la composante de l’amas, qui peut être décrite à l’aide d’un ou de plusieurs “clumps”. Afin de se rapprocher de la réalité, les positions des lentilles sont calquées sur les positions des galaxies elliptiques de l’amas A1689, afin de reproduire le clustering observé dans les amas (Figure 5.3). De plus, les magnitudes des galaxies lentilles correspondent aux magnitudes observées pour les galaxies elliptiques de l’amas A1689. La magnitude m_* de l’échantillon est égale à 19 dans la bande R. Chaque lentille sera munie de paramètres qui seront mis à l’échelle comme décrit dans la section 5.2.2.

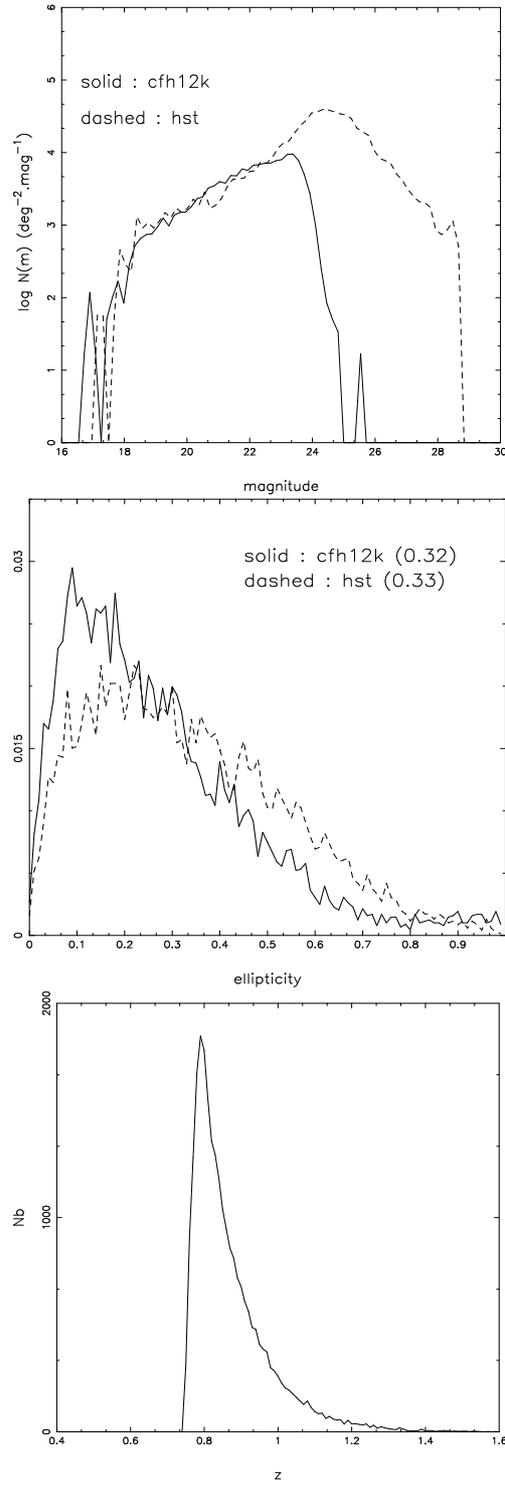


FIG. 5.2 – Comptage de galaxies pour des données *CFH12k* et *HST* (haut), distribution en ellipticité pour des données *CFH12k* et *HST* (milieu, la valeur entre parenthèse correspond à la moyenne de l'ellipticité dans chaque cas), et distribution en redshift pour la population d'arrière-plan utilisée dans les simulations (bas)

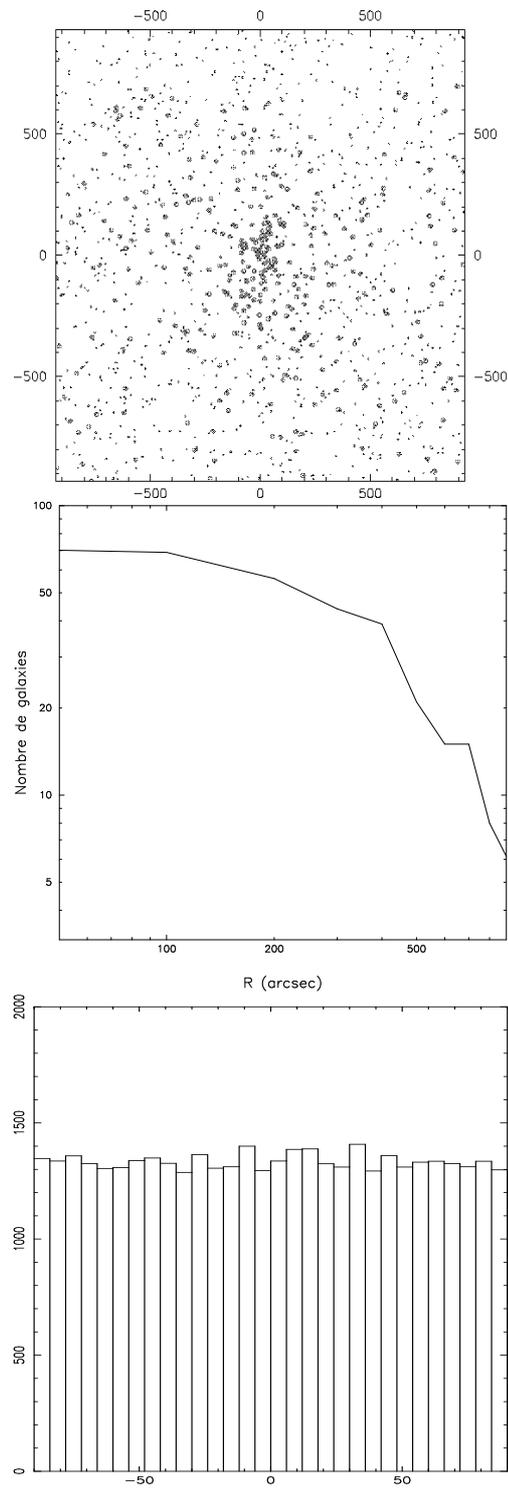


FIG. 5.3 – Illustration de la procédure de simulation dans une configuration d’amas (haut) ; les gros points correspondent aux lentilles, dont les positions sont calquées sur celles des galaxies elliptiques de A1689, et les petits points correspondent aux galaxies d’arrière-plan. Profil radial de la densité en nombre de galaxies de l’amas (milieu). Histogramme des orientations des galaxies sources : angle en abscisse et nombre d’objets en ordonnées (bas)

	Masses (10^{14} M)
amas complet	7.3
galaxies	0.73
amas modifié	6.57

TAB. 5.2 – Description de la composante de l’amas : différentes masses de halos intervenant dans les simulations

5.2.5 Description de la composante de l’amas

Lors des simulations, la composante de l’amas est introduite à la main et est bien contrôlée : le modèle de masse de l’amas de galaxies est construit en superposant les galaxies individuelles et une grosse lentille étendue qui représente la composante de matière noire de l’amas seul, c’est à dire sans galaxies. Lorsque l’on s’intéressera à des données réelles, les valeurs des paramètres du modèle décrivant cette composante seront déduits des observations en moyennant les déformations tangentielles (shear) dans des bins radiaux centrés sur le centre de l’amas (voir Section 2.6). Il y a manifestement un problème à prendre en compte : on obtient des paramètres pour la composante de l’amas en ajustant les déformations du système amas + galaxies, les deux étant indissociables en pratique. Ensuite, on va utiliser ces paramètres pour décrire la composante de l’amas seulement et rajouter à cela des galaxies individuelles. Le risque est de compter deux fois les galaxies individuelles. Il semble donc qu’il faille modifier les composantes de l’amas afin de pouvoir correctement rajouter les galaxies.

Pour apporter des éléments de réponse à ce problème, un travail de simulation a été mené. On simule les déformations induites par une grosse lentille munie de paramètres connus, ce qui peut aisément être déduit d’une analyse de weak lensing par exemple. Ensuite, on rajoute les galaxies individuelles ; le shear du système complet ainsi formé apparaît plus important que le shear dû à la grosse lentille uniquement. Cela signifie que l’on doit modifier la description de l’amas afin que le shear du système (amas modifié + galaxies) soit comparable au shear de l’amas seul. On modifiera la dispersion de vitesses de l’amas, laissant les autres paramètres égaux par ailleurs. Ensuite, on cherche de quel pourcentage il faut diminuer cette dispersion de vitesses afin de faire coïncider les shears. Donnons une illustration : on considère une grosse lentille décrite par un profil *PIEMD*, avec les paramètres suivant : $\sigma_0 = 1070$ km/s, $r_{cut} = 930$ kpc et $r_{core} = 60$ kpc. Cela donne une masse totale de $7.3 \cdot 10^{14} M_\odot$. Sachant que dans un amas massif, environ 10% de la masse est contenue dans les galaxies individuelles ([95]), on va injecter une masse de environ $7.3 \cdot 10^{13} M_\odot$ dans les galaxies individuelles. Comment faut-il modifier les paramètres de la grosse lentille pour faire coïncider les profils de shear ? Dans ce cas, on trouve qu’il faut réduire la dispersion de vitesse de 5%, laissant les autres paramètres fixés. La Figure 5.4 illustre les résultats, et le tableau 5.2 résume les différentes masses des halos intervenant dans les simulations.

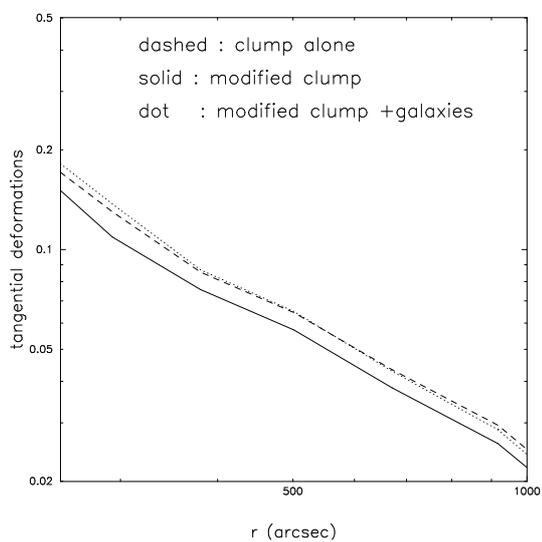


FIG. 5.4 – Profils de shears correspondant au moyennage des déformations tangentielles dans des bins radiaux centrés sur le centre de l'amas. Ligne solide : profil de shear de l'amas modifié, tiret : profil de shear de l'amas original, pointillés : amas modifié plus galaxies

5.3 Simulation et analyse du catalogue d'images

Une fois que l'on a une population de sources et des lentilles modélisées, on va simuler les déflexions gravitationnelles que subissent les rayons lumineux provenant des galaxies d'arrière-plan en raison de la présence de galaxies lentilles en avant-plan. Cette procédure est rendue possible grâce au logiciel *Lenstool*. Le code prend en entrée le catalogue de sources que l'on a constitué, ainsi que l'ensemble des défecteurs. Le catalogue de sources contient, pour chaque galaxie, les informations suivantes : position, paramètres de forme, redshift, magnitude, et le catalogue de lentilles contient, pour chaque défecteur, les informations en : position, ellipticité de la distribution de masse, redshift, type de profil utilisé pour modéliser cette distribution de masse (c'est à dire *NFW*, *PIEMD* ou *PL*) et paramètres associés (par exemple, dans le cas d'un profil *NFW*, dispersion de vitesses caractéristique et rayon de cœur). Muni de ces informations, le code va former la matrice d'amplification associée à cet ensemble de distributions de masse, ce qui permet de calculer l'image de chacune des sources.

En sortie du code, on récupère donc un catalogue d'*images*. Pour chaque image, on dispose des informations en position, paramètres de forme, redshift et magnitude. A ce catalogue d'images, on rajoute les lentilles avec les paramètres suivants : position, forme, redshift et magnitude. C'est ce catalogue que l'on va soumettre à l'analyse fondée sur le maximum de vraisemblance. Cette analyse s'effectue via l'utilisation d'un logiciel informatique que j'ai développé au cours de ma thèse. En pratique, pour chaque image (i), on va s'intéresser à toutes les lentilles (j) potentiellement associées, c'est à dire les objets se trouvant en avant-plan et compris dans un cercle de rayon intérieur R_{\min} et de rayon extérieur R_{\max} . Une fois ces objets munis d'un modèle de masse, on peut calculer une matrice d'amplification pour la galaxie (i) comme une somme des contributions dues à chaque lentille (j) :

$$a_i = \sum_{\substack{z_j < z_i \\ d(i,j) < R_{\max}}} a_{ij} \quad (5.10)$$

En utilisant l'ellipticité observée $\vec{\varepsilon}_{obs}^i$ et la matrice d'amplification associée a_i , on est en mesure de retrouver l'ellipticité intrinsèque $\vec{\varepsilon}_i^s$ de la source avant qu'elle ait subi le lensing :

$$\vec{\varepsilon}_i^s = F(\vec{\varepsilon}_i^{obs}, a_i) \quad (5.11)$$

Cette inversion de l'ellipticité observée à l'ellipticité intrinsèque est totalement analytique et tient compte des non-linéarités qui peuvent se produire, notamment dans les configurations d'amas. Dans le régime de weak lensing, cette relation se réduit à :

$$\vec{\varepsilon}_i^s = \vec{\varepsilon}_i^{obs} + \vec{\gamma}_i \quad (5.12)$$

Afin d'assigner une vraisemblance aux paramètres utilisés pour décrire les lentilles, on utilise la distribution de probabilité des ellipticités intrinsèques (Section 1.3.4). En répétant cette procédure pour chaque image du catalogue, on construit la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \prod_i P^s(\vec{\varepsilon}_i^s) \quad (5.13)$$

qui est une fonction des paramètres utilisés pour définir le modèle de masse des lentilles. Pour chaque couple de paramètres, on peut calculer une fonction de vraisemblance : plus cette fonction est grande, plus les paramètres associés sont vraisemblables. On calculera donc une fonction de vraisemblance dépendant de deux paramètres pour tout un ensemble de valeurs de ces paramètres, ce qui constitue une grille. Le point pour lequel la fonction de vraisemblance est maximale va définir les paramètres des lentilles les plus probables. On aura ainsi des contours de vraisemblance définis dans un plan dont chaque axe correspond à l'un des deux paramètres. En pratique, on calculera le logarithme de cette fonction de vraisemblance : $l = \log(\mathcal{L})$. Cela permet d'éviter des problèmes numériques : tout d'abord ne pas travailler avec des nombres qui peuvent devenir très petits ; d'autre part le logarithme va transformer le produit défini dans l'équation 5.13 en une somme, si une erreur numérique survient et assigne 0 à l'un des termes, le résultat final sera quand même différent de 0. La pertinence statistique de ces contours dépend de la différence entre l et l_{\max} . Pour un problème à deux paramètres, on définit le contour à 1σ (68% de confiance) à partir de $(l_{\max} - l) = 1.15$; 2σ (95% de confiance) à partir de $(l_{\max} - l) = 3$; 3σ (99% de confiance) à partir de $(l_{\max} - l) = 5.90$ ([11], [110]).

Ces paramètres les plus probables sont alors comparés aux paramètres que l'on a injectés dans *Lenstool* pour simuler les images. Cette comparaison va nous renseigner sur la pertinence et les biais de la méthode.

5.4 Résultats

Avant de présenter les résultats, examinons en détail la Figure 5.5 afin de se familiariser avec ce genre de graphiques. L'axe des abscisses correspond aux valeurs du paramètre r_{cut} , en kpc, alors que l'axe des ordonnées correspond aux valeurs du paramètre σ_0 , en km/s. Chaque point du graphique définit donc un modèle de halo, paramétrisé par σ_0 et r_{cut} . Le point correspond au paramètre d'entrée décrivant les lentilles que l'on a utilisé dans la simulation du catalogue d'images. La croix correspond au maximum de la fonction de vraisemblance, c'est à dire au paramètre de sortie estimé par l'analyse du catalogue d'image. Les contours définissent des lignes le long desquelles la fonction de vraisemblance est constante : le contour interne définit un niveau de confiance à 3σ : la région intérieure regroupe les modèles de halos dans lesquels on a une confiance statistique égale à 99 % (3σ). Les contours successifs correspondent à des niveaux de confiance égaux à 4σ et 5σ . Les lignes en tirets sont des courbes d'isomasse ; elle définissent l'ensemble des modèles pour lesquels la masse calculée dans une ouverture égale à 100 kpc est constante et vaut dans ce cas 0.8, 1.5 et $2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ (de la gauche vers la droite).

Les Figures 5.6, 5.7 et 5.8 montrent les résultats pour chaque profil et configuration étudiée. Les résultats sont normalisés à la luminosité L^* . Le premier graphique en haut à gauche correspond à la situation de référence dans une configuration de champ : 25000 sources elliptiques (distribution en ellipticité Gaussienne de largeur égale à 0.28) dans un champ de 26×26 arcmin², ce qui donne une densité égale à 35 galaxies par arcminute carré.

La deuxième et la troisième lignes correspondent elles aussi à une configuration de champ, pour laquelle on fait varier différents paramètres (de la gauche vers la

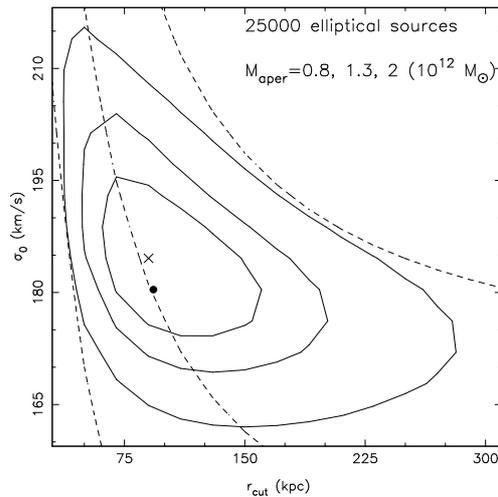


FIG. 5.5 – Illustration de la lecture des résultats

droite) : on remplace les sources elliptiques par des sources circulaires ; on augmente le nombre de sources (elliptiques) à 40000, ce qui donne une densité égale à 60 galaxies par arcminute carré, densité facilement envisageable pour un télescope spatial (ce graphique correspondra à la configuration espace) ; on diminue le nombre de sources (elliptiques) à 12500, d'où une densité égale à 17 galaxies par arcminute carré : ce graphique correspondra à la configuration sol ; on introduit une incertitude sur le redshift des sources égale à $\pm 20\%$.

La dernière ligne correspond à la configuration amas de galaxies, avec une densité de sources égale à 35 galaxies par arcminute carré. On commence par un premier graphique comportant 25000 sources elliptiques, muni de courbes d'isomasse. Les deux derniers graphiques correspondent à l'introduction d'une incertitude dans la description de la composante de l'amas de galaxie, cette incertitude étant égale à -10% et à 10% . Les contours sur ces Figures représentent les contours à 3, 4 et 5 σ .

5.4.1 Nombre de sources d'arrière-plan

On s'intéresse à l'influence de la densité de galaxies d'arrière-plan. Comme attendu, quand on augmente la densité de sources, les contraintes sont plus robustes, c'est à dire que les contours de vraisemblance sont plus resserrés et définissent des régions plus petites : les paramètres des lentilles sont de mieux en mieux déterminés.

5.4.2 Cas de sources circulaires

Dans ce cas, le bruit intrinsèque sur l'ellipticité n'intervient pas et les contours sont plus resserrés. Il reste un bruit (les contours ont une largeur non nulle), qui vient du fait que l'on cherche à retrouver les paramètres en introduisant une distribution en ellipticité munie d'une certaine largeur.

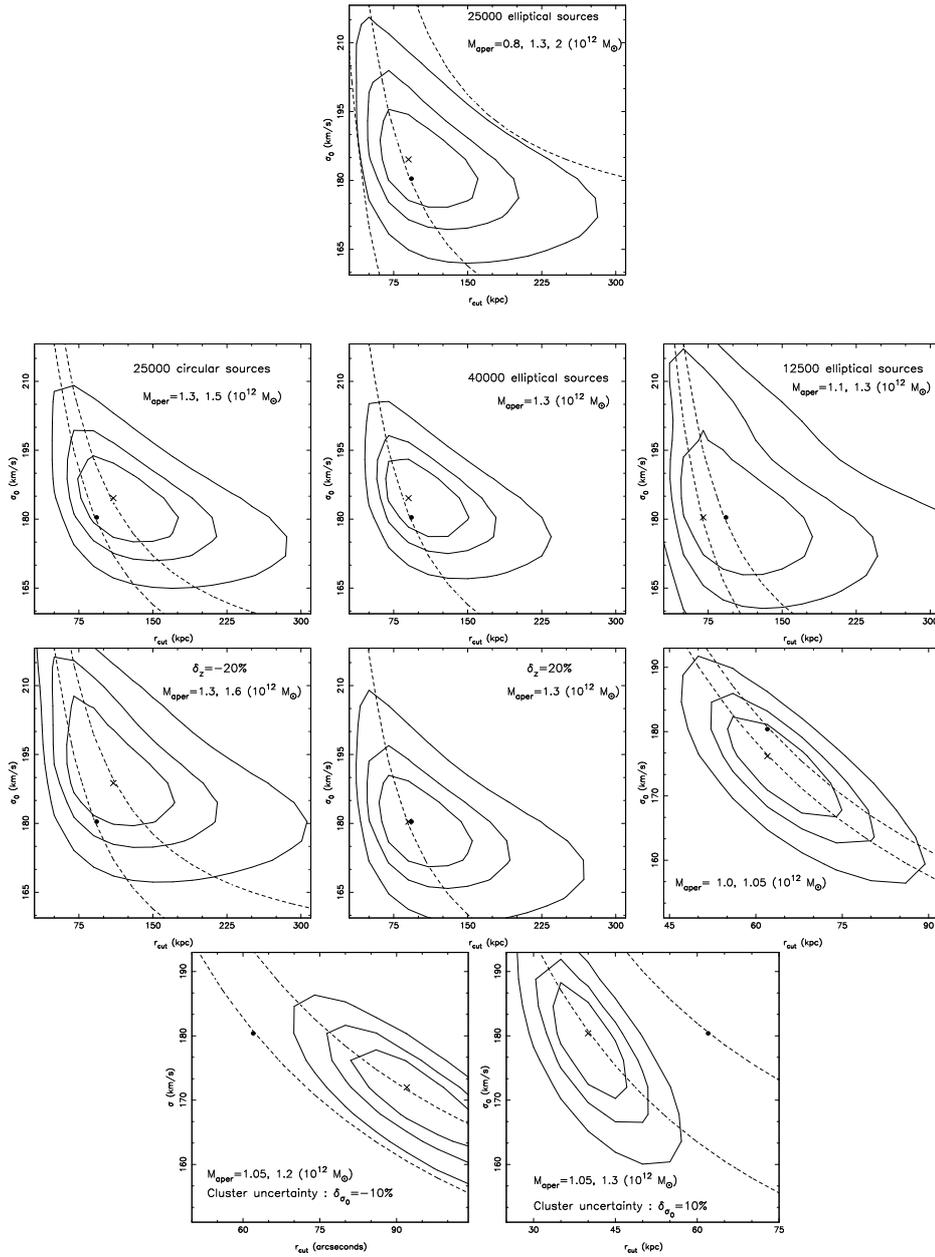


FIG. 5.6 – Résultats sur le profil PIEMD, normalisés à la luminosité L_* . Le point représente les paramètres d’entrée, alors que la croix représente la valeur des paramètres de sortie. Le graphique de la première ligne est la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ égal à 26×26 arcmin², ce qui correspond à une densité de l’ordre de 35 galaxies par arcminute carré. Sur la deuxième ligne, de la gauche vers la droite, on montre les résultats obtenus avec 25000 sources *circulaires*, puis avec 40000 sources elliptiques, situation correspondant à une observation depuis l’espace avec une densité égale à environ 60 galaxies par arcminute carré, puis avec 12500 sources elliptiques, correspondant à une observation depuis le sol, avec environ 17 galaxies par arcminute carré. La troisième ligne montre l’influence d’une incertitude sur le redshift moyen des sources, cette incertitude est égale à -20% (gauche) et à 20% (droite). La dernière ligne montre les résultats pour une configuration d’amas. De gauche à droite : le premier graphique de la quatrième ligne correspond à la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ de 26×26 arcmin². Les deux graphiques suivants correspondent à l’introduction d’une incertitude dans la description de l’amas, cette incertitude étant égale à -10% (gauche) et à 10% (droite). Les contours sur ces figures représentent les contours à 3, 4 et 5σ , et le long des lignes en pointillés, la masse dans un rayon projeté R_{aper} égal à 100kpc est constante, égale à la valeur indiquée sur le graphique

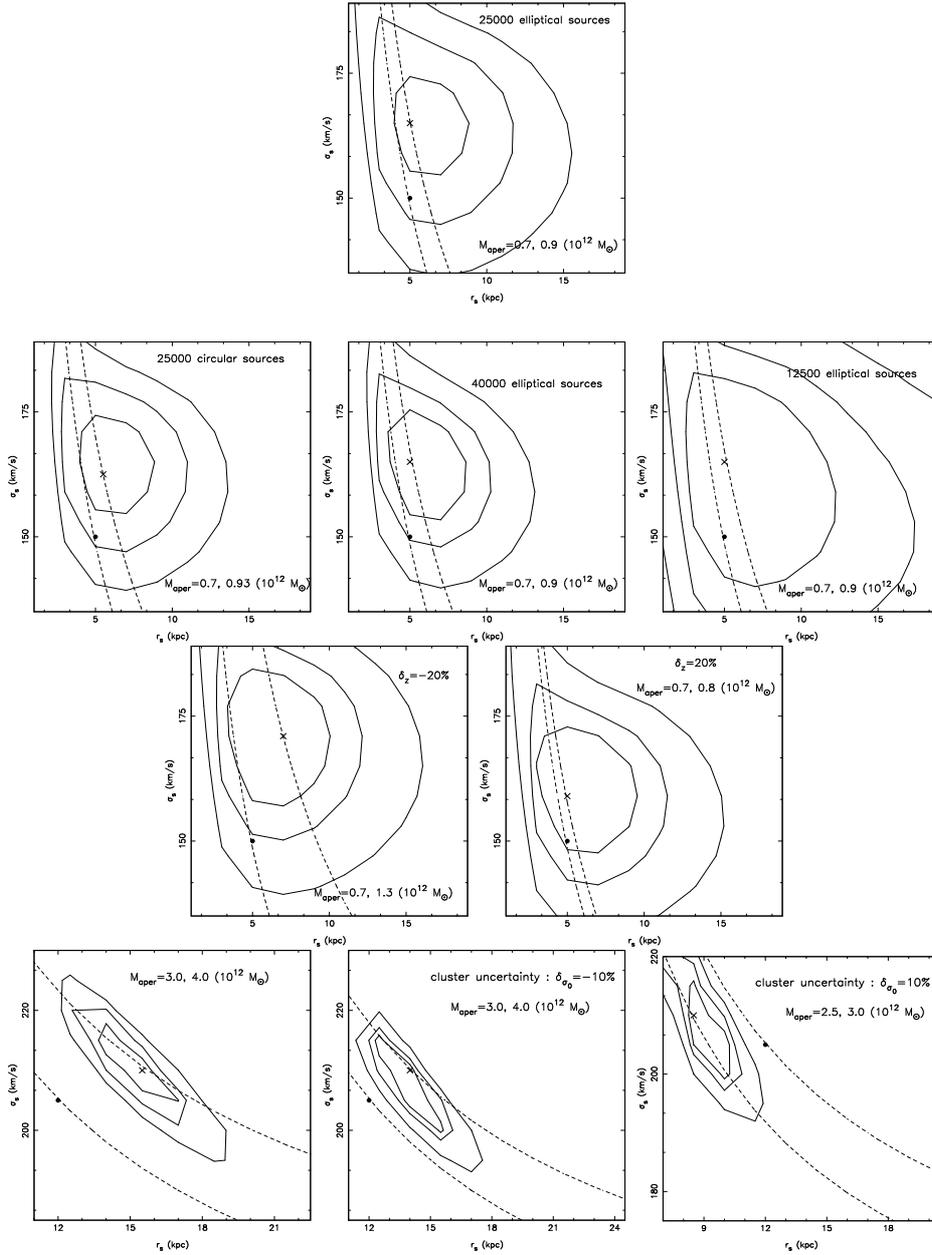


FIG. 5.7 – Résultats sur le profil NFW, normalisés à la luminosité L^* . Le point représente les paramètres d'entrée, alors que la croix représente la valeur des paramètres de sortie. Le graphique de la première ligne est la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ égal à $26 \times 26 \text{ arcmin}^2$, ce qui correspond à une densité de l'ordre de 35 galaxies par arcminute carré. Sur la deuxième ligne, de la gauche vers la droite, on montre les résultats obtenus avec 25000 sources *circulaires*, puis avec 40000 sources elliptiques, situation correspondant à une observation depuis l'espace avec une densité égale à environ 60 galaxies par arcminute carré, puis avec 12500 sources elliptiques, correspondant à une observation depuis le sol, avec environ 17 galaxies par arcminute carré. La troisième ligne montre l'influence d'une incertitude sur le redshift moyen des sources, cette incertitude est égale à -20% (gauche) et à 20% (droite). La dernière ligne montre les résultats pour une configuration d'amas. De gauche à droite : le premier graphique de la quatrième ligne correspond à la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ de $26 \times 26 \text{ arcmin}^2$. Les deux graphiques suivants correspondent à l'introduction d'une incertitude dans la description de l'amas, cette incertitude étant égale à -10% (gauche) et à 10% (droite). Les contours sur ces figures représentent les contours à 3 , 4 et 5σ , et le long des lignes en pointillés, la masse dans un rayon projeté R_{aper} égal à 100kpc est constante, égale à la valeur indiquée sur le graphique

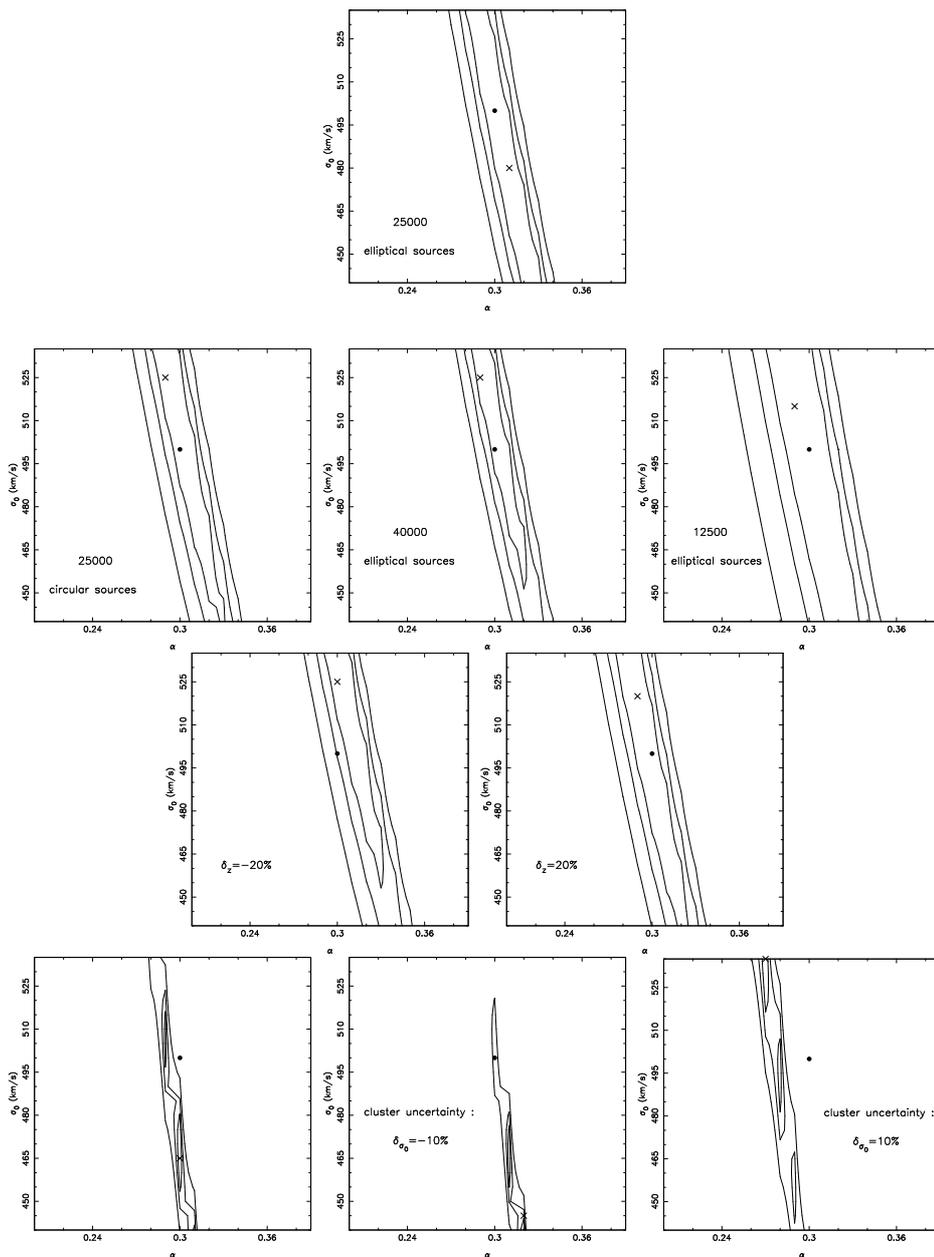


FIG. 5.8 – Résultats sur le profil PL, normalisés à la luminosité L^* . Le point représente les paramètres d'entrée, alors que la croix représente la valeur des paramètres de sortie. Le graphique de la première ligne est la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ égal à 26×26 arcmin², ce qui correspond à une densité de l'ordre de 35 galaxies par arcminute carré. Sur la deuxième ligne, de la gauche vers la droite, on montre les résultats obtenus avec 25000 sources *circulaires*, puis avec 40000 sources elliptiques, situation correspondant à une observation depuis l'espace avec une densité égale à environ 60 galaxies par arcminute carré, puis avec 12500 sources elliptiques, correspondant à une observation depuis le sol, avec environ 17 galaxies par arcminute carré. La troisième ligne montre l'influence d'une incertitude sur le redshift moyen des sources, cette incertitude est égale à -20% (gauche) et à 20% (droite). La dernière ligne montre les résultats pour une configuration d'amas. De gauche à droite : le premier graphique de la quatrième ligne correspond à la situation de référence, avec 25000 sources elliptiques dans un champ de 26×26 arcmin². Les deux graphiques suivants correspondent à l'introduction d'une incertitude dans la description de l'amas, cette incertitude étant égale à -10% (gauche) et à 10% (droite). Les contours représentent des contraintes à 3, 4 et 5 σ

5.4.3 Influence d'une incertitude sur le redshift

Afin d'illustrer la dépendance des résultats dans l'estimation du redshift, on simule le catalogue d'images en plaçant les sources à un redshift moyen égal à z_s . Le catalogue d'images sur lequel va s'effectuer l'analyse est bruité à la main : on remplace le redshift moyen par $z_s + \delta_z$, où δ_z vaut $\pm 20\%$. Pour un redshift moyen égal à 1, 20 % d'incertitude revient à disposer les sources à un redshift moyen égal à 0.8 ou 1.2. Etant donné que le shear est proportionnel à la distance entre les sources et les lentilles, sous-estimer le redshift des sources conduit à surestimer la masse des lentilles et le maximum de la fonction de vraisemblance aura tendance à se trouver déplacé vers des valeurs de dispersion de vitesses plus grandes que dans la situation standard où aucune incertitude sur le redshift n'est introduite. Pour la même raison, une surestimation systématique du redshift des sources amène à sous-estimer la masse du halo. Dans les deux cas, on voit que l'introduction d'une telle incertitude ne change pas dramatiquement les conclusions que l'on porte sur la masse du halo dans une ouverture de 100 kpc (sauf pour le profil *NFW*, lorsque l'on introduit une incertitude de -20%, on se trompe sur la masse du halo d'un facteur 2). Lorsque l'on travaille sur des données non simulées, on aura à estimer le redshift des objets. Une telle incertitude sur l'estimation du redshift est typique de la précision que l'on peut espérer obtenir à l'aide de redshifts photométriques ([113]).

Remarquons que ce résultat va dans le même sens qu'un récent travail par Kleinheinrich et al. (2004) [61] basé sur les résultats du *galaxy-galaxy lensing* portant sur le survey COMBO 17. Disposant de 17 filtres, Kleinheinrich et al. peuvent estimer un redshift avec une bonne précision à la fois pour les lentilles et les sources. Il sont donc en mesure de voir comment sont modifiés les résultats lorsque les sources sont dotées de leur redshift photométrique ou bien lorsque l'on utilise une distribution en redshift. Ils trouvent qu'il est primordial de connaître le redshift des lentilles, mais que la connaissance des redshifts individuels des sources n'améliore que très peu les résultats par rapport à l'utilisation d'une distribution en redshift.

Cherchons à valider ce raisonnement qualitatif par un raisonnement quantitatif : Si l'on considère l'équation des lentilles et que l'on impose que l'angle de déflexion soit constant, on obtient la relation suivante (dans le cas d'un profil SIS) :

$$\sigma_0^2 \frac{D_{LS}}{D_S} = \text{cste} \quad (5.14)$$

et $\frac{D_{LS}}{D_S} = E(z_L, z_S)$, quantité étudiée par Ghislain Golse [49]. L'équation précédente devient alors :

$$\sigma_0^2 E(z_L, z_S) = \text{cste} \quad (5.15)$$

La lentille reste au même redshift, et le redshift moyen des sources est changé de $\delta z = \pm 20\%$. On voudrait évaluer le $\delta\sigma_0$ correspondant et voir si ce calcul est cohérent avec les résultats de l'analyse présentée. Le tableau 5.2 montre les résultats : lorsque l'on introduit une erreur sur le redshift de δz_S (%), cela se répercute par une variation de $E(z_L, z_S)$ égale à δE , et une variation correspondante sur σ_0 de l'ordre de $\delta\sigma_0$. On voit que les variations sur la détection de σ_0 trouvée dans les graphiques de résultats sont cohérentes avec ce petit calcul. Ces intervalles de détection correspondent à la projection des contours à 3σ le long de l'axe σ_0 , pour le profil *PIEMD*.

δz_S (%)	δE	$\delta \sigma_0$	detection sur σ_0
0	0	0	[174-196]
20	0.05	-7	[170-190]
-20	-0.05	7	[180-208]

TAB. 5.3 – Influence d’une incertitude sur le redshift des sources sur la détection

5.4.4 Influence d’une incertitude dans la description de la composante de l’amas

On a vu plus haut que les paramètres décrivant la composante de l’amas déduits de l’analyse de weak lensing seront diminués d’un certain pourcentage afin de faire coïncider les profils de shears. Néanmoins, l’analyse weak lensing aura elle aussi ses incertitudes. L’idée est ici de voir quelle influence ces incertitudes vont avoir sur la pertinence de l’étude de *galaxy-galaxy lensing*. Pour étudier cet aspect, on a simulé les images avec un amas décrit par un profil *PIEMD*, muni d’une dispersion de vitesses $\sigma_0^{\text{cluster}}$. Dans l’analyse via le maximum de vraisemblance, on a ensuite mis à la main un amas décrit par une dispersion de vitesses égale à $\sigma_0^{\text{cluster}} + \delta_\sigma$. On retrouve une dispersion de vitesses comparable à celle obtenue sans introduire d’incertitudes, par contre c’est dans l’ajustement du paramètre de taille que se répercute l’introduction de l’incertitude. Finalement, on voit que l’introduction d’une telle incertitude ne change pas dramatiquement les conclusions que l’on porte sur la masse du halo dans une ouverture de 100 kpc, qui est retrouvée avec une précision inférieure à une vingtaine de pourcent.

5.5 Discussion

5.5.1 Remarques générales

On va discuter les résultats exposés plus haut et mettre l’accent sur certains paramètres intervenants et dont peuvent dépendre ces résultats.

D’une façon générale, l’examen des Figures 5.6 et 5.7 montre que l’on est capable de retrouver les paramètres des halos *PIEMD* et *NFW* avec une assez bonne précision, quelle que soit la configuration envisagée. En ce qui concerne le profil *PL*, la Figure 5.8 montre que l’on est capable de contraindre le paramètre α , la pente du profil de densité, mais pas la dispersion de vitesses σ_0 , car la fonction de vraisemblance ne converge pas toujours dans cette direction. Ce profil permettra donc d’estimer la pente des halos de matière noire.

Plus intéressant, pour les profils *PIEMD* et *NFW*, la masse calculée dans une ouverture de 100 kpc est retrouvée avec une précision inférieure à 20%, quelle que soit la configuration envisagée et les incertitudes introduites (sauf pour le cas *NFW* où une incertitude de -20 % dans le redshift moyen de la population d’arrière-plan se traduit par un facteur 2 sur la masse d’ouverture, Figure 5.7, troisième ligne). Cela nous a donné l’idée de chercher à reparamétriser le problème comme c’est exposé dans la section suivante : plutôt que d’ajuster les déformations dans un plan (σ, r) , on va se placer dans le plan $(M_{\text{aper}}, R_{\text{aper}})$. De plus, le fait que les contours de vraisemblance

soient allongés selon les isocontours de masse indique que la masse est une quantité à laquelle on est sensible.

5.5.2 R_{\max}

Une question qui s'est révélée pertinente dans l'étude est la suivante : considérant un halo de galaxie qui agit comme une lentille et sachant que le lensing est inversement proportionnel à la distance projetée source-lentille, jusqu'où un halo donné a-t-il une influence non négligable ?

Comme on l'a vu au Chapitre 3, lors du calcul du shear correspondant à une image, on inclue les lentilles ayant potentiellement participé au lensing, c'est à dire les galaxies d'avant-plan se situant à une distance projetée comprise entre R_{\min} et R_{\max} . Quelle valeur de R_{\max} choisir ? La Figure 5.9 illustre la problématique : lorsque l'on adopte des valeurs de R_{\max} "faibles", le calcul du shear pour une image donnée se fait sans inclure des lentilles qui ont *effectivement* participé au lensing, et les contours ne se ferment pas dans la direction r_{cut} : pour toutes les valeurs de R_{\max} , on retrouve une bonne estimation de σ_0 , mais la contrainte sur r_{cut} dépend de la valeur de R_{\max} . D'autre part, si on utilise une valeur de R_{\max} plus grande que nécessaire, on va faire intervenir des lentilles qui n'ont pas participé au phénomène. En ce qui concerne les simulations, cela ne va pas changer les résultats mais va rajouter du temps de calcul. Lorsque l'on travaille sur des données réelles par contre, faire participer des objets non impliqués dans le phénomène va rajouter une source de bruit qui peut cacher le signal, et cela doit être évité. D'autres auteurs ont eux aussi déclaré que leurs résultats sont sensibles au choix de ce paramètre, voir par exemple la thèse de Martina Kleinheinrich, 2003 [60].

Le choix de R_{\max} est donc important. Afin d'obtenir un ordre de grandeur pour ce paramètre, on va comparer le bruit caractéristique du problème, $(\frac{0.25}{\sqrt{N}})$ au signal auquel on est sensible, c'est à dire le shear réduit. 0.25 correspond à la dispersion intrinsèque sur l'ellipticité, et N au nombre d'objets d'arrière-plan dont on dispose à une distance r d'une lentille. On a estimé ce bruit en analysant des observations *CFH12k* de l'amas A1763. Depuis l'espace, on s'attend à avoir un nombre d'objets 6 à 7 fois plus important, d'où la courbe correspondante. L'examen de la Figure 5.10 montre qu'une valeur de R_{\max} de l'ordre de 100" peut être utilisée. Bien sûr, cette estimation est valable pour un halo de galaxie "raisonnable". Ici, on a utilisé un halo décrit par un profil *PIEMD* muni des paramètres suivants : $\sigma_0=180$ km/s, $r_{cut} \simeq 100$ kpc, ce qui donne une masse légèrement inférieure à $10^{12}M_{\odot}$.

En ce qui concerne le paramètre R_{\min} , son choix n'influe pas les résultats, à condition de le garder petit, de l'ordre du kpc.

5.5.3 Ajustement des déformations *NFW* par un profil *PIEMD* et réciproquement

Considérons deux modèles équivalents en terme de shear réduit : *NFW*, $\sigma_s^{IN} = 225$ kms $^{-1}$, $r_s^{IN} = 3''$, et *PIEMD*, $\sigma_0^{IN} = 210$ kms $^{-1}$, $r_{cut}^{IN} = 30''$ (*IN* pour INPUT). Nous allons ajuster les déformations engendrées par le profil *NFW* en utilisant le profil *PIEMD* et réciproquement. La Figure 5.11 montre le résultat : on montre aussi sur cette figure l'ajustement engendré par un profil en utilisant ce même profil.

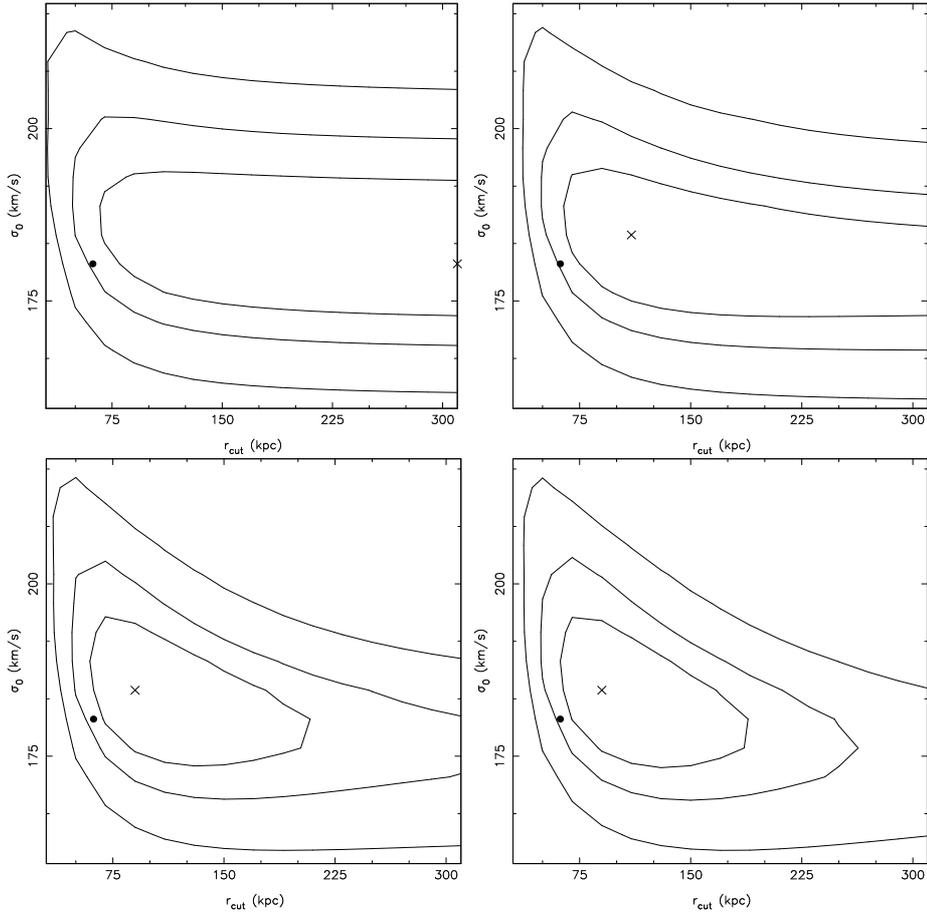


FIG. 5.9 – Influence de la valeur de R_{\max} sur la convergence de la fonction de vraisemblance dans la direction r_{cut} , R_{\max} vaut successivement 30'', 60'', 90'', 150''

On retrouve correctement les paramètres d'entrée utilisés. Lorsque l'on ajuste les déformations engendrées par le profil NFW (σ_s^{IN} , r_s^{IN}) en utilisant le profil $PIEMD$, on retrouve des paramètres proches de ceux correspondant à $PIEMD$ (σ_0^{IN} , r_{cut}^{IN}) qui donne un profil équivalent au profil NFW (σ_s^{IN} , r_s^{IN}).

5.6 Reparamétrisation du problème

Jusqu'à maintenant, on a cherché à optimiser la fonction de vraisemblance en fonction des deux paramètres σ et r (ou α dans le cas du profil PL). Je vais désormais proposer une nouvelle paramétrisation du problème en cherchant à contraindre les paramètres M_{aper} et R_{aper} , masse projetée calculée dans une ouverture R_{aper} . La motivation d'une telle paramétrisation est de chercher à contraindre des paramètres plus physiques que des paramètres de halo. L'idée sous-jacente qui m'a donné l'idée de cette paramétrisation provient des bonnes contraintes que l'on obtient en terme de masse calculée dans une ouverture.

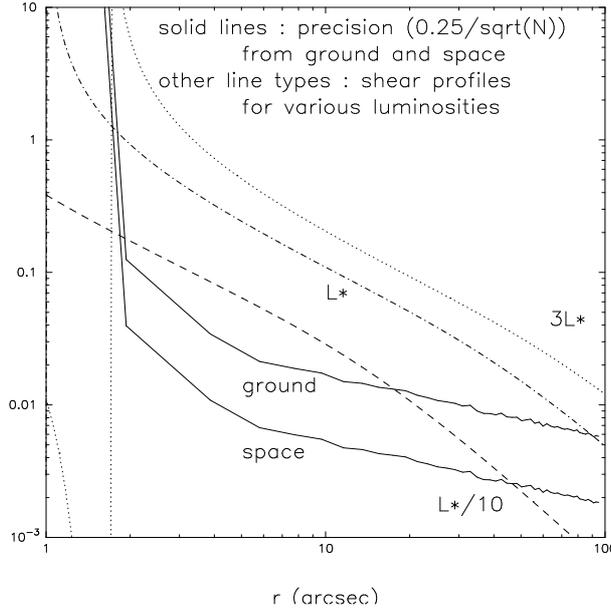


FIG. 5.10 – Comparaison du bruit au signal afin d’obtenir une estimation de R_{\max} . En traits solides, on a représenté le bruit caractéristique du problème, évalué depuis le sol et depuis l’espace. Les autres traits représentent le shear réduit produit par des galaxies munies de différentes luminosités. Le modèle correspondant à la luminosité L^* est le profil *PIEMD* muni des paramètres suivants : $\sigma_0 = 180$ km/s, $r_{cut} \simeq 100$ kpc, ce qui donne une masse légèrement inférieure à $10^{12}M_{\odot}$. La comparaison du bruit au signal permet d’évaluer une valeur pertinente pour R_{\max} , de l’ordre de 100”

5.6.1 Changement de variable

Considérons le cas *PIEMD* paramétrisé par (σ_0, r_{cut}) (on peut faire l’analogie formelle avec le cas *NFW* paramétrisé par (σ_s, r_s)). On a :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\sigma_0, r_{cut}) \quad \& \quad M_{aper} = M_{aper}(R_{aper}, \sigma_0, r_{cut}) \quad (5.16)$$

donc on peut écrire :

$$\sigma_0 = \sigma_0(M_{aper}, R_{aper}, r_{cut}) \quad (5.17)$$

et la fonction de vraisemblance devient alors :

$$\mathcal{L}(M_{aper}, R_{aper}, r_{cut}) \quad (5.18)$$

En sommant sur le paramètre r_{cut} (ou r_s dans le cas du profil *NFW*), on obtient :

$$\mathcal{L}' = \sum_{r_{cut}} \mathcal{L}(M_{aper}, R_{aper}, r_{cut}) \quad (5.19)$$

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L}'(\mathcal{M}_{aper}, R_{aper}) \quad (5.20)$$

Cette reparamétrisation n’est possible que pour les profils *PIEMD* et *NFW* qui disposent d’un paramètre de taille caractéristique pour la distribution de masse.

La somme sur r_{cut} ou r_s va s’effectuer dans le domaine défini par la projection du contour de vraisemblance à 3σ sur l’axe r_{cut} ou r_s . Néanmoins, les résultats dépendent peu du domaine sur lequel s’effectue la somme, à condition de rester dans un voisinage du maximum de la fonction de vraisemblance.

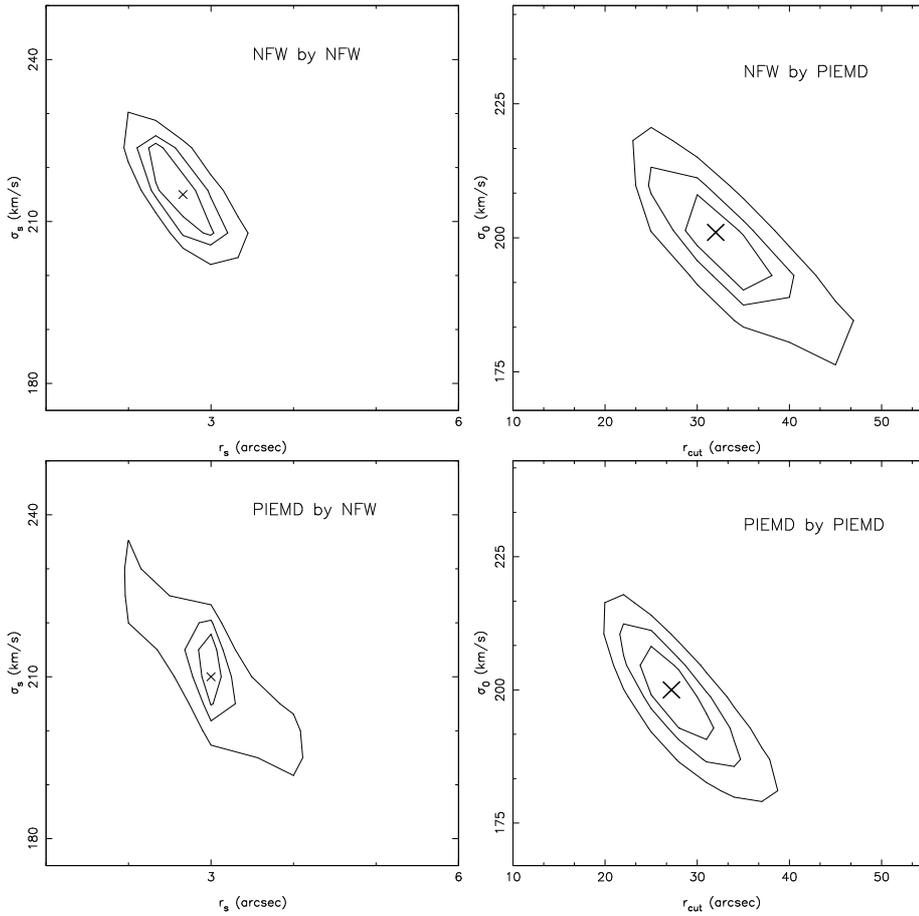


FIG. 5.11 – Ajustement des déformations *NFW* par un profil *PIEMD* et réciproquement. Première ligne : on ajuste les déformations engendrées par *NFW* (σ_s^{IN} , r_s^{IN}) en utilisant un profil *NFW* (gauche) et *PIEMD* (droite). Deuxième ligne : on ajuste les déformations engendrées par *PIEMD* (σ_0^{IN} , r_{cut}^{IN}) en utilisant un profil *NFW* (gauche) et *PIEMD* (droite)

5.6.2 Résultats

Les Figures 5.12 et 5.13 montrent les contraintes obtenues dans cette nouvelle paramétrisation, pour une configuration d’amas et une configuration de champ “standard” avec une densité de sources d’arrière-plan égale à 35 galaxies par arcminute carré : la ligne en croix représente la fonction $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu’elle est calculée avec le modèle d’entrée utilisé pour générer le catalogue simulé. Cette ligne se trouvant à l’intérieur des contours de vraisemblance, nous pouvons conclure que l’on peut poser de fortes contraintes ($> 4\sigma$) sur la masse calculée dans une ouverture. Le fait que les contours de vraisemblance ne se ferment pas dans la direction R_{aper} signifie que les deux variables introduites ne sont pas indépendantes.

5.6.3 Ajustement des déformations *NFW* par un profil *PIEMD*

Cette fois-ci, nous nous plaçons dans une configuration d’amas et les lentilles utilisées sont décrites par un profil *NFW*. Le catalogue d’images est alors ajusté dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) à l’aide d’un profil *PIEMD*. La Figure 5.13 montre le résultat :

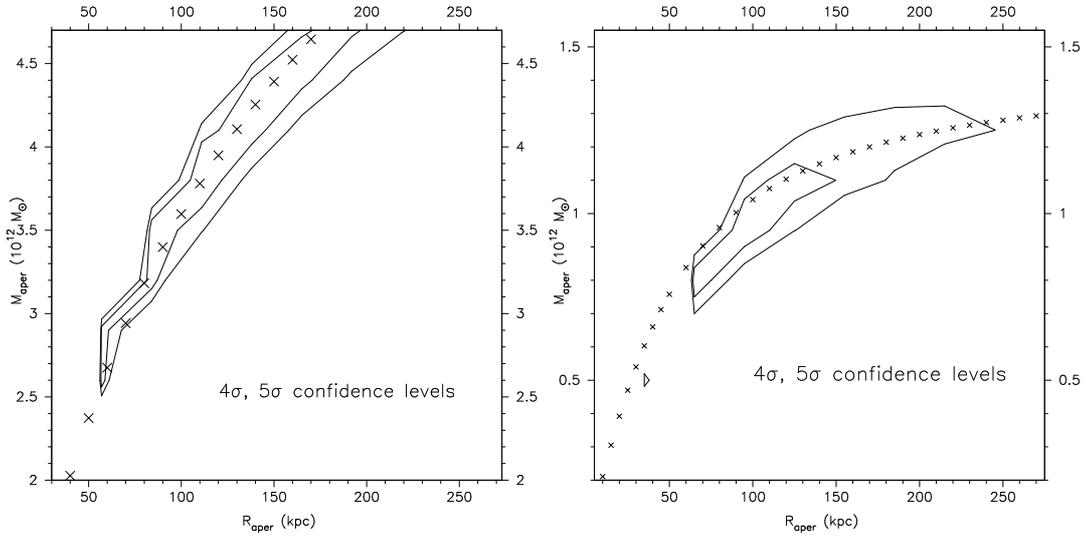


FIG. 5.12 – $\mathcal{L}'(M_{aper}, R_{aper})$ pour un profil *NFW* (gauche) et un profil *PIEMD*. La ligne en croix représente la ligne $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu'elle est calculée avec le modèle d'entrée utilisé pour générer le catalogue simulé : configuration d'amas

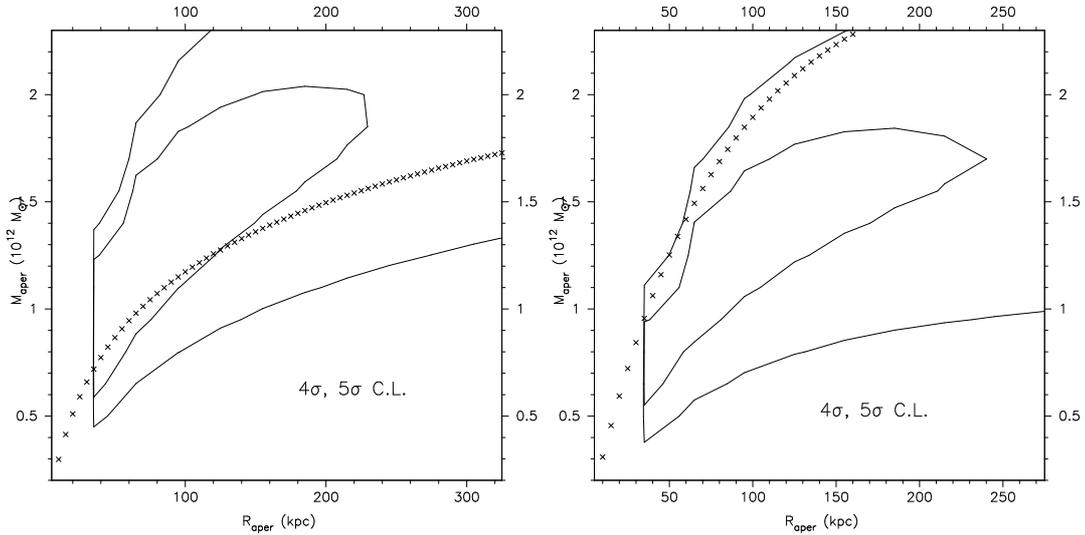


FIG. 5.13 – $\mathcal{L}'(M_{aper}, R_{aper})$ pour un profil *NFW* (gauche) et *PIEMD*. La ligne en croix représente la ligne $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu'elle est calculée avec le modèle d'entrée utilisé pour générer le catalogue simulé : configuration de champ

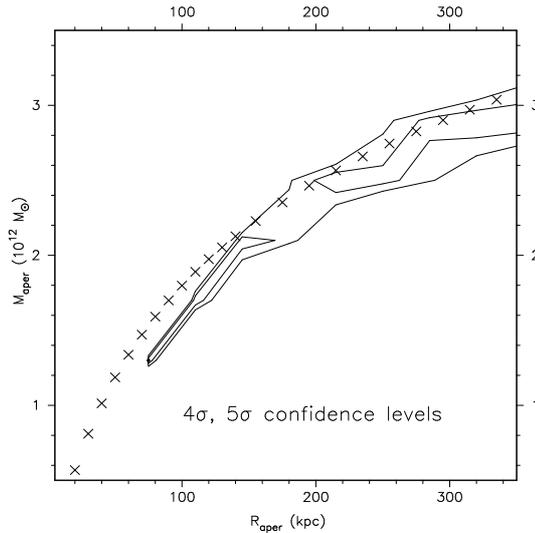


FIG. 5.14 – Ajustement des déformations NFW par un profil $PIEMD$, dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) . La ligne en croix représente la ligne $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu'elle est calculée avec le modèle d'entrée utilisé pour générer le catalogue simulé : configuration d'amas

la ligne en croix représente la fonction $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu'elle est calculée avec le modèle NFW utilisé pour générer le catalogue simulé. On voit que les contours de vraisemblance épousent cette ligne de masse, signifiant que l'on retrouve bien la masse injectée dans la simulation même si l'on n'utilise pas le même profil de masse que celui utilisé pour simuler les déformations.

Ceci est encourageant pour appliquer cette méthode à de vraies données. En effet, dans la pratique, on ne connaît pas la forme du profil de masse des lentilles ; on a montré ici que l'on est quand même capable de contraindre leur masse.

5.7 Conclusions de l'étude numérique

J'ai présenté dans ce Chapitre un travail de simulation numérique reproduisant l'effet de *galaxy-galaxy lensing* tel qu'il peut se présenter dans le champ ou au sein d'un amas de galaxies. En particulier, nous avons comparé les contraintes que l'on peut espérer obtenir à partir d'observations au sol et d'observations depuis l'espace, et ce en utilisant plusieurs modèles de masse pour décrire les galaxies lentilles. Le résultat de cette étude est que nous sommes capables d'estimer les paramètres caractéristiques ou la masse des halos de matière noire $PIEMD$ et NFW avec une bonne précision, et que l'on peut aussi contraindre la pente du profil de densité grâce au profil PL . La différence entre les observations depuis le sol et depuis l'espace réside dans la signification des contraintes portées sur les paramètres des halos : une détection à 3σ depuis le sol se translate environ en une détection à 5σ depuis l'espace.

Pour les profils $PIEMD$ et NFW , et pour des masses de halo de l'ordre de $10^{12} M_{\odot}$, les résultats montrent que la masse calculée dans une ouverture de 100 kpc est retrouvée avec une précision inférieure à 20%. Allant au-delà de la paramétrisation standard d'un halo en terme de dispersion de vitesses et rayon caractéristique, je propose une reparamétrisation du problème qui nous permet de poser des contraintes

encore plus fortes ($> 3\sigma$ depuis le sol) sur la masse d'ouverture d'un halo de galaxie.

Néanmoins, ce travail de simulation comporte ses limites, et n'introduit pas de bruit instrumental. Face à de vraies observations, la situation va se révéler plus compliquée. Tout d'abord, on suppose que les paramètres de forme sont connus exactement. Ceci implique deux choses : une soustraction de la PSF parfaite, et une mesure des paramètres de forme précise. On verra au Chapitre 6 que l'on soustrait la PSF et que l'on ne garde dans l'analyse *galaxy-galaxy lensing* uniquement les objets dotés de paramètres de forme bien estimés, mais ces étapes du traitement des données s'accompagnent de l'introduction d'incertitudes qui ne sont pas prises en compte dans les simulations présentées dans ce Chapitre. D'autre part, dans les simulations, les populations d'avant-plan et d'arrière-plan sont bien contrôlées ; dans des observations, la frontière entre ces deux populations est difficile à définir.

Malgré ces limitations, ce travail de simulation a été une étape nécessaire et bénéfique afin de se familiariser avec le phénomène de *galaxy-galaxy lensing* qui est assez fin et difficile à mettre en évidence. Il m'aura permis d'être plus confiant vis à vis des vraies données.

Le résumé de ce travail de simulations est reproduit sous la forme d'un article présenté en annexe.

Chapitre 6

Application à un échantillon d'amas : catalogues

6.1 L'échantillon

La méthode du maximum de vraisemblance exposée au Chapitre 5 va être appliquée à des galaxies d'amas. Nous disposons d'un échantillon de 12 amas de galaxies dont 11 ont été observés à l'aide de la *CFH12k* et sur lequel l'analyse va s'effectuer.

6.1.1 Buts scientifiques

Ce projet a pour but de réunir des observations très complètes sur un échantillon sélectionné de façon homogène de 12 amas lumineux en X et situés à un redshift voisin de 0.2. Il repose sur l'observation à haute résolution de ces amas avec le télescope *HST/WFPC2*, l'imagerie multi-couleurs à grand champ à l'aide de la caméra *CFH12k* du *CFHT*, des informations spectroscopiques et une imagerie en X obtenue grâce au télescope spatial *XMM/Newton*.

Le recoupement de ces informations devrait permettre une calibration à grande masse de la relation Masse/Température. Les masses seront mesurées de façon homogène à partir de l'effet de lentille gravitationnelle. Ceci constitue un aspect novateur car des mesures précédentes de la relation M/Tx ont utilisé des masses estimées à partir des propriétés X de l'amas qui ne sont pas entièrement indépendantes de la mesure de la température. Etant donné que notre échantillon se situe sur un petit intervalle de masse, nous serons incapables de déduire la *pente* de la relation M/Tx, mais la qualité de l'échantillon permettra de calibrer la relation de façon relativement précise dans cet intervalle de masse et permettra l'étude des dispersions autour de cette relation et des causes de cette dispersion (présence de sous-structures, fusions de galaxies [119]).

L'autre but de ce projet concerne l'étude des profils de masse sur des échelles allant de ~ 10 kpc à ~ 3 Mpc. Je suis personnellement impliqué dans l'étude des profils de masse sur des échelles galactiques, c'est à dire de ~ 10 kpc à ~ 100 kpc.

6.1.2 Sélection

La sélection de l'échantillon est exposée dans la thèse de Oliver Czoske [25], et regroupe des amas de galaxies massifs à $z \sim 0.2$.

Smail et al., 1997 [116] ont comparé les profils de shear d'un échantillon d'amas avec leur luminosité X, et ont trouvé une claire corrélation : plus les amas sont massifs, plus ils sont dotés d'une luminosité X élevée. C'est ce critère qui a été à la base de la sélection de l'échantillon. On a choisi d'étudier les amas massifs pour plusieurs raisons. Tout d'abord, ils sont plus facilement observables que les amas peu massifs : un échantillon d'amas à haut redshift sera automatiquement dominé par les systèmes les plus massifs. De plus, ils vont générer un signal lensing important et par conséquent la distribution de masse peut être plus facilement modélisée.

La sélection se réduit à une fine tranche de redshift afin de s'assurer une bonne homogénéité de l'échantillon, comprenant uniquement des amas d'âge similaire. De plus, il a été montré (Natarajan, 1997 [92]) qu'une lentille à $z \sim 0.2$ maximise l'effet de lentille gravitationnelle pour une population source située à un redshift moyen égal à 0.8. Etant donné le temps de pose et le télescope utilisé, on envisage un maximum d'objets d'arrière-plan à ce redshift-là.

	HST	CFH12k	XMM	Chandra	MOS
A 68	F702W	<i>BRI</i>	30 ksec	10 ksec	11
A 209	F702W	<i>BRI</i>	25 ksec	10 ksec	—
A 267	F702W	<i>BRI</i>	27 ksec	10 ksec	74
A 383	F702W	<i>BRI</i>	30 ksec	50 ksec	47
A 773	F702W	—	16 ksec	10 ksec	122
A 963	F702W	<i>BVRI</i>	25 ksec	40 ksec	70
A1763	F702W	<i>BRI</i>	20 ksec	—	122
A1835	F702W	<i>VRI</i>	45 ksec	30 ksec	153
A1689	F555W/F814W	<i>BRI</i>	30 ksec	20 ksec	211
A2218	F702W	<i>BRI</i>	40 ksec	70 ksec	57
A2219	F702W	<i>BRI</i>	30 ksec	40 ksec	90
A2390	F555W/F814W	<i>BRI</i>	20 ksec	20 ksec	248

TAB. 6.1 – Etat actuel de l'observation des amas de l'échantillon, avec les différents instruments

Ces 12 amas de galaxies ont été choisis dans le catalogue XBACS (X-ray brightest Abell clusters, Ebeling et al., 1996 [32]) formé à partir du ROSAT All Sky Survey. Ils présentent tous une forte luminosité en X ($L_X \simeq 10^{45} \text{ergs}^{-1}$).

Une seconde sélection basée davantage sur des détails pratiques a été menée. On a demandé à chaque candidat de remplir les conditions suivantes :

- une déclinaison comprise entre -20° et 60° pour s'assurer que le champ de l'amas puisse être observé à faible distance zénithale du *CFHT*, situé à une latitude de 19° .
- une latitude galactique supérieure à 20° en valeur absolue pour minimiser la contamination du champ par des étoiles.
- Une densité d'hydrogène colonne $N_H < 10^{22} \text{cm}^{-2}$ afin d'obtenir des mesures précises à l'aide de *XMM*.

6.1.3 Observations de l'échantillon

Les tableaux 6.1, 6.2 et 6.3 résument l'état actuel des observations de ces amas à l'aide de la caméra *CFH12k*. Ces tableaux proviennent de la thèse de Oliver Czoske ([25]).

La Figure 6.1 quant à elle présente les comptages en magnitude pour le champ de l'amas A1763, dans chacune des bandes. Elle permet d'apprécier la profondeur des observations.

6.1.4 La caméra *CFH12k*

Il s'agit d'une caméra grand champ, composée de 12 CCDs de $2\text{k} \times 4\text{k}$ pixels, et montée sur le télescope de 3.6 mètres du CFHT (Canada France Hawaii Telescope). Elle permet d'obtenir des champs d'une taille de $28 \times 42 \text{arcmin}^2$. A un redshift de 0.2, le champ correspond à une taille physique de $5.3 \times 3.5 h^{-2} \text{Mpc}^2$. Même si la frontière entre l'amas et le champ est difficile à définir, on peut affirmer que l'image contient

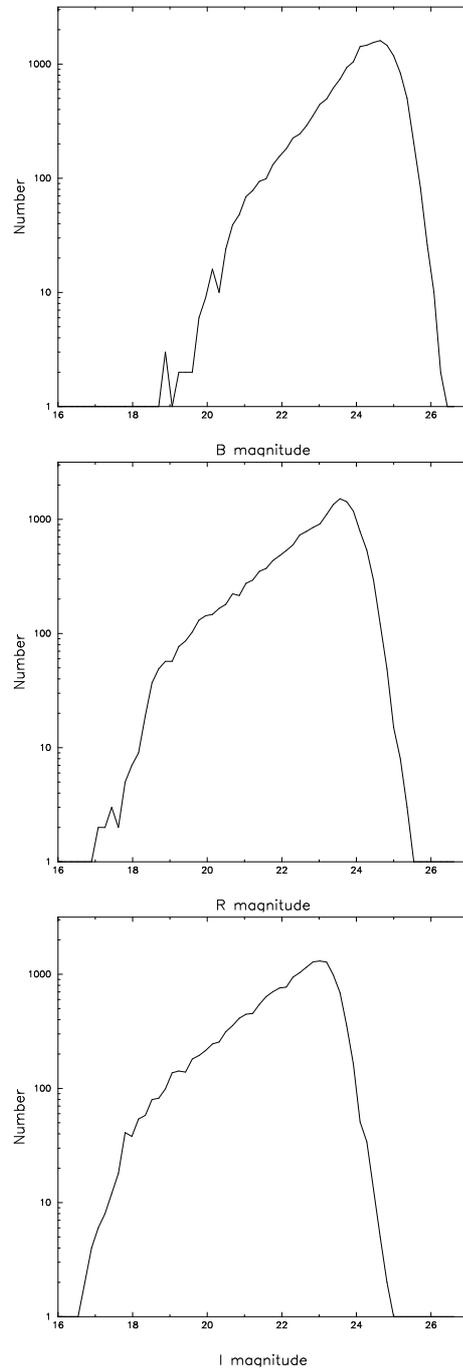


FIG. 6.1 – Comptage en magnitude pour l'amas A1763, dans chacune des bandes

Dates	Amas	Bandes
Observateurs		
Fev 99 : 23/24 Fev 1999	A 963	<i>VI</i>
Czoske/Ebeling	A 1835	<i>VI</i>
	A 586	<i>VI</i>
Nov 99 : 14–17 Nov 1999	A 68	<i>BRI</i>
Czoske/Smail/Smith	A 209	<i>BRI</i>
	A 267	<i>BRI</i>
	A 383	<i>BRI</i>
	A 963	<i>BRI</i>
Mai 00 : 30 Mai – 2 Jun 2000	A1689	<i>BRI</i>
Czoske/Kneib/Bridle	A1763	<i>BRI</i>
	A1835	<i>R</i>
	A2218	<i>BRI</i>
	A2219	<i>BRI</i>
	A2390	<i>BRI</i>

TAB. 6.2 – Résumé des observations effectuées à l'aide de la *CFH12k*

tout le domaine de l'amas virialisé, ainsi que les régions périphériques de l'amas. Un pixel de cette caméra correspond à 0.205 arcsecondes sur le ciel.

6.1.5 Réduction des données *CFH12k*

Tous les détails concernant la réduction des données sont dans la thèse de Oliver Czoske (2001 [25]).

6.2 Exploitation des clichés astronomiques

Une fois le cliché astronomique rendu scientifiquement exploitable, il faut en extraire un catalogue réunissant les objets présents sur ce cliché munis de caractéristiques observationnelles. C'est sur ce catalogue que reposeront les résultats scientifiques. Dans notre cas, la mesure des paramètres de forme est cruciale car l'analyse weak-lensing repose sur l'estimation de ces paramètres de forme, ainsi que sur le redshift des objets.

6.2.1 Le problème de la PSF

Il faut prendre en compte la convolution de l'image astronomique par la PSF (Point Spread Function), réponse impulsionnelle, qui exprime la réponse du système à une impulsion (idéalement, un Dirac). Par système, on entend l'ensemble formé par : la caméra, le télescope et l'atmosphère. Cette dernière joue un rôle majeur et tend à étaler la lumière arrivant sur Terre, alors que la partie optique va créer des écarts à la circularité, souvent dépendant de la position sur le détecteur. La PSF tend à circulariser la forme d'une galaxie. Pour retrouver la forme initiale des objets détectés, il faut donc connaître précisément la valeur de la PSF sur toute l'étendue du détecteur

	B			V		
	N_{exp}	t_{tot}	FWHM	N_{exp}	t_{tot}	FWHM
A 68	9	8100	1''1		—	
A 209	8	7200	1''0		—	
A 267	5	3000	1''0		—	
A 383	8	7200	0''9		—	
A 963	8	7200	0''9	5	3600	1''0
A 1689	4	3600	0''9		—	
A 1763	4	3600	1''0		—	
A 1835		—		5	3750	0''8
A 2218	4	3378	1''1		—	
A 2219	5	5400	1''0		—	
A 2390	3	2700	1''1		—	

	R			I		
	N_{exp}	t_{tot}	FWHM	N_{exp}	t_{tot}	FWHM
A 68	12	7200	0''7	6	3600	0''6
A 209	12	6600	0''7	6	3600	0''7
A 267	8	4800	0''7	3	900	0''7
A 383	10	6000	0''9	6	3600	0''7
A 963	8	4800	0''8	10	7500	1''1
				5	3000	0''7
A 1689	5	3000	0''8	5	3000	0''9
A 1763	7	6000	0''9	5	3000	0''8
A 1835	6	5400	0''7	5	3750	0''8
A 2218	8	6900	1''0	5	3000	0''8
A 2219	7	6300	0''8	5	3000	0''8
A 2390	8	5700	0''7	6	3600	0''9

TAB. 6.3 – Résumé des observations de l'échantillon : nombre d'expositions et temps de pose total, seeing (FWHM) pour l'image finale combinée pour chaque amas et dans chaque filtre.

CCD, ce que l'on appellera une carte de PSF. Rappelons que l'on cherche avant tout à mesurer de façon précise les paramètres de forme des *galaxies*. On va donc chercher un signal impulsionnel présent sur le capteur CCD, ce qui nous permettra d'estimer la PSF et par déconvolution de remonter aux paramètres de forme initiaux des galaxies. Ce signal impulsionnel est donné par la lumière provenant des étoiles non saturées. En effet, une étoile peut être considérée comme ponctuelle, et la réponse du détecteur à la lumière émise par une étoile nous renseignera sur la valeur de la PSF au point où se trouve l'étoile : étant donné un point lumineux, comment mon système optique le déforme-t-il ? Le problème se reporte donc sur une bonne séparation étoile/galaxie : la mesure des paramètres de forme des étoiles nous donnera une estimation de la PSF sur toute l'image, nous permettant alors d'estimer les *vrais* paramètres de forme des galaxies (i.e. avant distorsion par le système optique), contenant l'information weak-lensing.

6.2.2 Identification étoiles/galaxies

Les erreurs vont intervenir à plusieurs niveaux : dans le cas d'une contamination du catalogue d'étoiles par des galaxies, la PSF sera faussée et la déconvolution fera apparaître un signal non physique. A l'inverse, dans le cas d'une contamination du catalogue de galaxies par des étoiles, la forme moyenne des galaxies sera circularisée et le signal moyen sera donc plus faible. Ces difficultés ne sont pas traitables au coup par coup car les catalogues formés sont constitués de quelques milliers à quelques dizaines de milliers d'objets, ce qui nécessite un traitement automatique. J'exposerai ici les grandes lignes de la méthode qui a été utilisée pour les clichés des amas ; elle a été développée par Sébastien Bardeau lors de son travail de thèse ([5]). La sélection est réalisée sur le catalogue de sortie de *SExtractor* (Source Extractor [10]), logiciel de détection des objets sur une image astronomique. Deux critères sont utilisés :

- On visualise l'ensemble du catalogue sur un graphique où l'on porte, pour chaque objet, le flux du pixel le plus brillant en fonction de sa magnitude. Pour une magnitude donnée, on s'attend ce que les étoiles soient les objets présentant le flux central le plus piqué (sources ponctuelles). On s'aperçoit sur la Figure 6.2 que même si la distribution des sources est un peu plus complexe, il est néanmoins possible de distinguer plusieurs catégories d'objets.
 - Les étoiles sont regroupées sur une étroite bande centrale (points encadrés).
 - Les objets à droite des étoiles (profil plus piqué que celui des étoiles) sont des rayons cosmiques, ou bien des défauts du détecteur, ou encore des fausses détections correspondant aux chevauchements des chips de la caméra.
 - Les galaxies se regroupent à gauche des étoiles.
 - Les points en haut de la Figure correspondent aux objets saturés.
- Le second critère de sélection repose sur l'utilisation du champ FWHM (full width at half maximum) du catalogue de sortie de *SExtractor*. Pour chaque objet, le programme tente d'ajuster le cœur avec une gaussienne et la largeur à mi-hauteur est reportée dans le champ FWHM. En visualisant la FWHM en fonction de la magnitude, on remarque que toutes les étoiles sélectionnées avec le premier critère se répartissent autour de la même valeur de largeur à mi-hauteur. On peut éliminer les étoiles pour lesquelles on considère que la largeur s'écarte trop de la valeur moyenne.

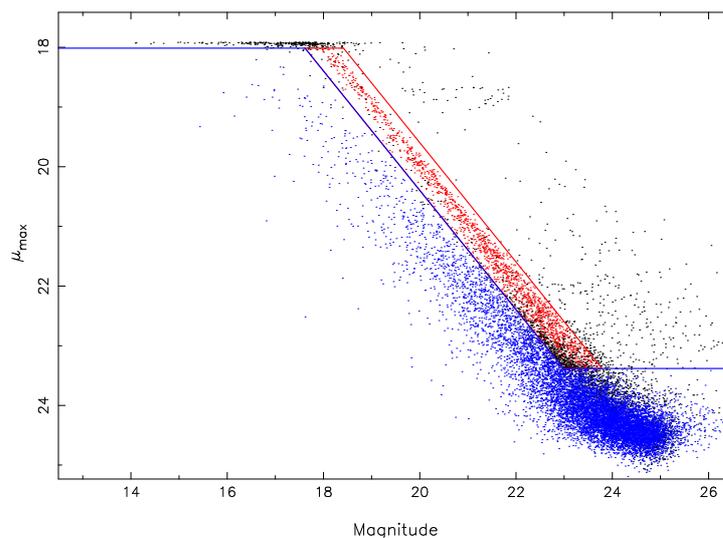


FIG. 6.2 – Distribution des sources dans un graphique du flux du pixel le plus brillant en fonction de sa magnitude. La région encadrée délimite les candidats étoiles

Le logiciel *SExtractor* permet lui aussi l'identification étoile/galaxie, par une méthode reposant sur un réseau de neurones, via le retour d'un paramètre compris entre 0 et 1. Plus ce paramètre est proche de 1, plus l'objet considéré a de chance d'être une galaxie.

Sébastien Bardeau [5] a montré que l'identification présentée ici est plus sûre que celle effectuée par *SExtractor*. De plus, il a été montré (Mamon et al., 1998 [78]) que le champ FWHM de *SExtractor* n'est pas entièrement fiable, et qu'une identification étoile/galaxie basée uniquement sur le paramètre correspondant n'est pas vraiment sûre.

6.2.3 Estimation des paramètres de forme des objets : *Im2shape*

Im2shape (Bridle et al., 2001 [18]) agit sur une image (.fits) et nécessite pour fonctionner :

- un catalogue de sortie de *SExtractor* qui contient, pour tous les objets détectés dans l'image, un identifiant et une position
- un fichier de PSF comportant, pour chaque objet du catalogue, l'estimation de la PSF en ce point, afin de pouvoir déconvoluer par cette valeur

Muni de cela, *Im2shape* va estimer les paramètres de forme de tous les objets contenus dans le catalogue de positions. Pour chaque objet, ce logiciel effectue une analyse sur une boîte centrée autour des coordonnées de l'objet. Une méthode de maximisation d'une fonction de vraisemblance pondérée par un critère d'entropie est alors appliquée pour mesurer divers paramètres de forme comme les deux composantes de l'ellipticité complexe. Les galaxies sont assimilées à des ellipses et on définit l'ellipticité complexe de la manière suivante :

$$\mathbf{e} = e_1 + i e_2 \quad (6.1)$$

$$e_1 = |\mathbf{e}| \cos(2\theta) \quad (6.2)$$

$$e_2 = |\mathbf{e}| \sin(2\theta) \quad (6.3)$$

$$|\mathbf{e}| = \frac{a - b}{a + b} \quad (6.4)$$

où a est le grand axe et b le petit axe de l'ellipse.

6.2.4 Création de la carte de PSF

On va utiliser le logiciel *Im2shape* pour mesurer la forme des étoiles, directement reliée à la PSF. Le fichier de PSF associé au catalogue d'étoiles sera créé à la main et correspond à un Dirac. En sortie de *Im2shape*, on dispose des formes de toutes les étoiles du cliché. On va nettoyer ce catalogue afin de rejeter les objets qui sont considérés comme peu sûrs. Pour chaque étoile dont la forme est définie par (e_1, e_2) , on s'intéresse à ses proches voisines, et on regarde si ces voisines ont une forme comparable. Si oui, on garde cet objet, si non, on le rejette. La motivation pour l'utilisation d'un tel critère vient du fait que dans une région donnée de l'image, la PSF n'est pas censée trop varier. Une fois ce catalogue nettoyé, la méthode mise en place par Sébastien Bardeau ([5]) va effectuer les opérations suivantes : pour chaque point où l'on nécessite une estimation de la PSF (parce qu'une galaxie s'y trouve), on cherche les cinq étoiles les plus proches et on moyenne leurs paramètres de forme (à savoir e_1, e_2 , le produit ab). Ces valeurs (principalement l'ellipticité moyenne et l'orientation) seront utilisées comme estimation de la PSF.

6.2.5 La forme des galaxies

On réutilisera le logiciel *Im2shape*, muni de la carte de PSF estimée à partir des étoiles, afin d'obtenir une estimation des paramètres de forme des galaxies (e_1, e_2, ab) , avec les erreurs associées. Il est clair que plus le catalogue d'étoiles est propre, plus la forme des galaxies sera sûre. Notons que parmi les trois bandes dont on dispose, la bande R est celle qui présente le plus d'objets, et on utilisera les paramètres de formes estimés à partir des images R.

Le logiciel *Im2shape* retourne une valeur de l'erreur estimée sur la mesure de e_1 et de e_2 (Figure 6.3). On a décidé de se restreindre dans l'analyse aux objets pour lesquels la forme est mesurée avec une bonne précision, c'est à dire les objets pour lesquels les erreurs sur e_1 et e_2 sont inférieures à 0.1.

6.3 Redshifts Photométriques Bayésiens

Le reste de l'information nécessaire à une analyse weak-shear est contenue dans le redshift de l'objet source. Nous disposons pour chaque amas de 3 filtres (B-R-I), ce qui rend l'estimation d'un redshift photométrique peu sûre. On verra plus loin que l'on peut améliorer la situation et utiliser toute l'information contenue dans les couleurs des galaxies.

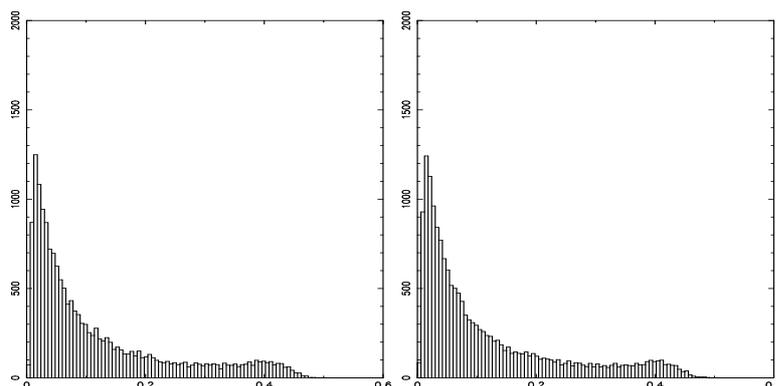


FIG. 6.3 – Erreurs sur les mesures de e_1 et e_2 , estimées par *Im2shape*

Les observations contiennent des informations photométriques en trois couleurs qui vont nous permettre d'estimer des redshifts photométriques pour les galaxies. Nous verrons dans ce Chapitre comment on peut déduire une information en redshift en combinant des magnitudes prises dans différents filtres. Une étude théorique portant sur des galaxies simulées sera présentée et nous permettra de savoir quel type d'informations on sera effectivement capable d'obtenir, puis cette étude sera appliquée à un sous-échantillon du champ de A1689 pour lequel on a des données spectroscopiques. On verra qu'avec trois filtres, il est assez délicat d'obtenir des redshifts photométriques, et on montrera comment on peut améliorer la situation à l'aide d'une approche Bayésienne du problème.

6.3.1 Travail photométrique

L'estimation d'un redshift photométrique repose sur les magnitudes mesurées pour les objets du catalogue. Par conséquent, un soin particulier dans ces mesures de magnitudes est nécessaire.

Calculer les couleurs des objets

La couleur correspond à la différence de deux magnitudes. J'ai choisi la magnitude *MAG_APER* qui correspond à la magnitude calculée dans une ouverture de diamètre fixé à l'avance. Celle-ci permet d'avoir une idée de la magnitude totale d'un objet, paramètre photométrique le plus pertinent physiquement.

Les galaxies contenues dans les échantillons ont une taille typique comprise entre 4 et 20 pixels, la majorité des objets ayant une taille égale à 6 pixels. De plus, la plupart des objets ont une taille différente selon le filtre considéré. Après quelques tests, on a choisi une ouverture égale à 16 pixels pour calculer les magnitudes de chaque objet, quel que soit le filtre considéré. Le plus important est de calculer les magnitudes d'un objet repéré en trois couleurs *dans la même ouverture* d'un filtre à l'autre. En effet, quand on veut calculer des indices de couleur qui soient représentatifs des propriétés intégrées dans une région physique de la galaxie (ce qui ne correspond pas forcément à toute la galaxie), il faut intégrer l'énergie dans la même ouverture pour tous les filtres. La Figure 6.4 montre le diagramme couleur-magnitude ainsi formé dans le cas

de l'image centrée sur A1689.

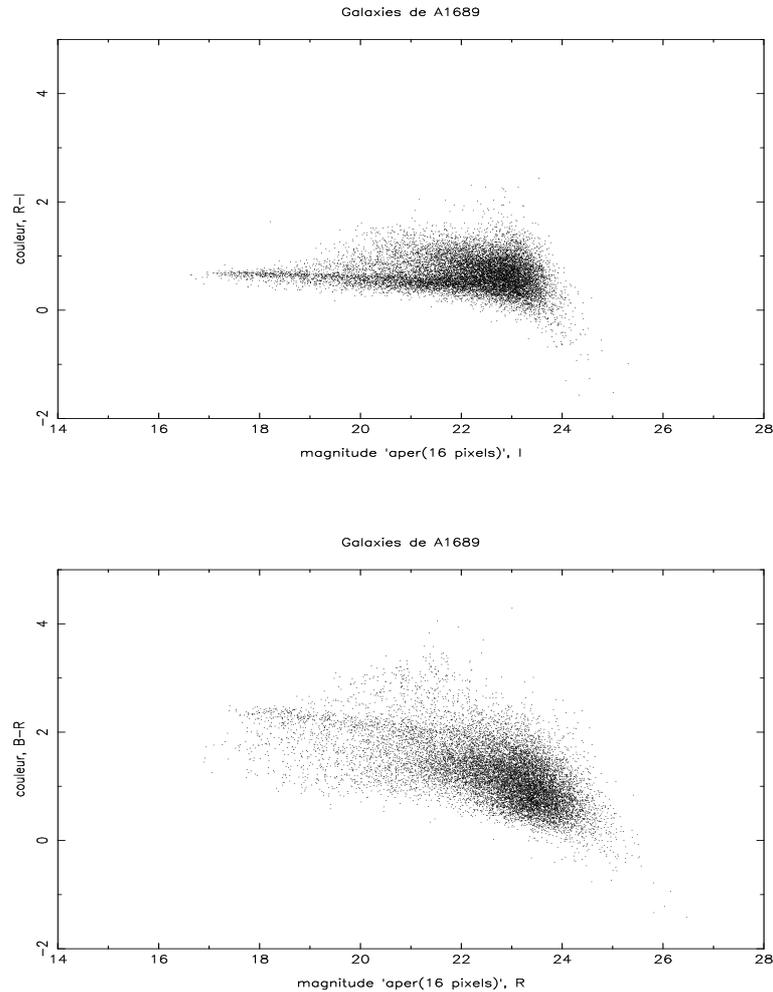


FIG. 6.4 – Diagrammes couleur-magnitude des galaxies de A1689

Vérification de la calibration de la photométrie

Stratégie : Avant d'estimer un redshift photométrique, il convient de vérifier que la photométrie est correcte et de voir s'il est nécessaire de la réajuster. La stratégie est décrite et illustrée sur les amas de notre échantillon. Considérons par exemple l'amas A1689 : on sait qu'il est situé à un redshift égal à 0.184 et qu'il contient des galaxies elliptiques brillantes en son centre. On va donc isoler les elliptiques *les plus brillantes* et comparer leurs couleurs à celles de modèles de galaxies elliptiques situées à un redshift comparable à celui de l'amas.

Isolement des elliptiques : Les diagrammes couleur-magnitude d'images centrées sur un amas présentent une séquence caractéristique correspondant aux galaxies elliptiques de l'amas : elles ont à peu près toutes la même couleur R-I, et présentent un léger gradient, plus perceptible en B-R. En effet, les elliptiques les plus lumineuses ont une métallicité plus importante en raison de leur masse plus importante qui leur

a permis de retenir davantage les éléments lourds provenant d'explosions de supernovæ. De plus, dans les modèles hiérarchiques, on pense que les elliptiques massives se sont formées tôt dans l'histoire de l'Univers par fusion de galaxies spirales, et on observe des spectres de galaxies elliptiques compatibles avec une population stellaire vieille et rouge, que ce soit dans le champ ou dans les amas. Une simple modélisation en utilisant des modèles de synthèse montre que, dans ces filtres, une population stellaire plus métallique correspond à des couleurs plus rouges. Pour isoler les elliptiques, j'ai recoupé les contraintes suivantes :

- Appartenir à la séquence des elliptiques définie sur le diagramme R-I.
- Appartenir à la séquence des elliptiques définie sur le diagramme B-R.

La Figure 6.4 illustre ces propos et permet de visualiser la séquence des elliptiques. Remarquons que la séquence des elliptiques ainsi définie comporte un à priori : la limite supérieure en magnitude que l'on impose. Pour la vérification de la photométrie, on choisira une limite supérieure en magnitude volontairement faible (en valeur, de l'ordre de 18.5 magnitude dans la bande R) afin d'être le plus sûr possible de ne considérer que des galaxies elliptiques de l'amas.

Les modèles de galaxies elliptiques : L'étude théorique repose sur les modèles développés par Bruzual & Charlot ([19]) d'une part, et par Coleman, Wu & Weedman (CWW [22]) d'autre part. Il convient de comparer des choses comparables et de choisir un modèle dont les ingrédients sont comparables à ceux de l'échantillon de galaxies considéré. Les modèles CWW sont plus adaptés à la comparaison avec mon échantillon d'elliptiques car ces modèles sont des compilations empiriques qui correspondent à l'observation de galaxies dans l'Univers proche ($z = 0$). Il n'y a pas d'ingrédient d'évolution, mais on peut raisonnablement considérer que l'effet de l'évolution est négligeable entre $z \sim 0.2$ (redshift des elliptiques de l'amas) et $z = 0$. Lors des comparaisons entre les couleurs des elliptiques de l'amas et celles dérivées des modèles, c'est dans ce modèle CWW qu'il faudra avoir le plus confiance. La métallicité de ce modèle est proche de celle du soleil ; afin d'être cohérent, j'ai isolé les galaxies elliptiques de l'amas *les plus brillantes*. C'est sur cet échantillon d'objets (une cinquantaine), que je vais vérifier la calibration.

Résultats : Les clichés sont relativement profonds et on a passé plus de temps de télescope à l'acquisition des photons qu'à l'acquisition d'étoiles standards. La précision photométrique typique pour de tels clichés est de l'ordre de 0.1 magnitude (0.05 magnitude dans le meilleur des cas). De ce fait, on calibre le point zéro (Cste) des magnitudes ($\text{mag} = \text{Cste} - 2.5 \log(\text{Flux})$) avec une précision de cet ordre.

Par ailleurs, la précision même dans la modélisation des couleurs à partir des modèles ne dépasse pas 0.05 à 0.1 magnitude, ceci à cause de la dispersion intrinsèque dans les "templates" (modèles) que l'on utilise.

Finalement, si la différence des couleurs entre les modèles et les observations est inférieure à 0.1 magnitude, on pourra considérer que la photométrie est correcte, comme c'est le cas ici. La Figure 6.5 montre ainsi la cohérence entre les observations et les modèles : les points de coordonnées ($z_{A1689} = 0.184, \text{couleur}$) et en traits, l'évolution de la couleur en fonction du redshift pour le modèle CWW de galaxies elliptiques.

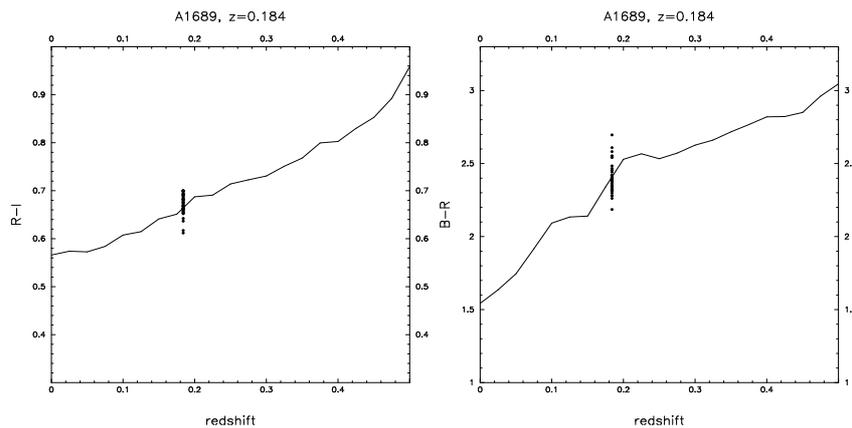


FIG. 6.5 – Evolution des couleurs du modèle d'elliptiques en fonction du redshift (ligne, modèle CWW), les points correspondent aux couleurs de l'échantillon d'elliptiques de l'amas A1689

6.3.2 Redshifts photométriques

HyperZ

A partir des magnitudes calculées dans plusieurs filtres, *HyperZ* [16] est un code qui permet d'estimer des redshifts photométriques. *HyperZ* détermine le redshift le plus probable d'une galaxie, étant donné ses magnitudes apparentes et un ensemble de modèles spectraux de galaxies [19],[22]. A partir des magnitudes, *HyperZ* calcule un flux observé qu'il compare au flux donné par les modèles de galaxies qu'il contient (dépendants du redshift) et cherche à ajuster le mieux possible les flux par un χ^2 : le meilleur ajustement donnera le redshift le plus probable pour l'objet considéré.

Etude théorique

Etant donné les informations disponibles pour mon étude, à savoir les magnitudes en trois couleurs (B-R-I), il faut évaluer la pertinence des redshifts photométriques estimés par *HyperZ*. On va voir que certains domaines de redshifts sont inexplorables avec de telles informations.

A partir des modèles de galaxies qu'il contient, *HyperZ* permet de simuler un catalogue de galaxies qui sera bruité en fonction de la magnitude des objets de façon à approcher la précision photométrique de nos données. Chaque galaxie est fixée à un redshift donné (z_{mod}) et comporte des magnitudes dans plusieurs filtres (3 dans le cas de ma simulation). Le tirage en z_{mod} est homogène, ce qui n'est pas réaliste mais utile pour déterminer les intervalles de redshift où l'on peut espérer des résultats fiables. De plus, on assigne à chaque galaxie un type donné (spirale, elliptique, irrégulière). A partir de ces catalogues, *HyperZ* déduit un redshift photométrique (z_{phot}) : on peut alors confronter z_{phot} à z_{mod} . La Figure 6.6 illustre la confiance que l'on peut avoir dans les résultats émanant de *HyperZ* pour l'ensemble des filtres utilisés ici.

Quelles sont les bonnes et les mauvaises zones ?

Afin de parler de "bonnes" et de "mauvaises" zones, il convient de se donner un critère qui permettra de quantifier cette notion. Remarquons que si certains intervalles

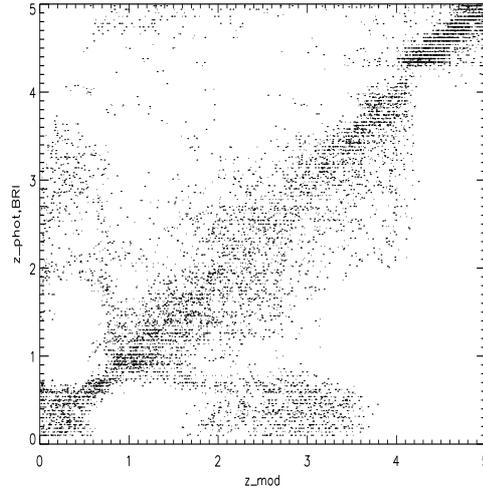


FIG. 6.6 – Comparaison entre z_{mod} et z_{phot} donné par *HyperZ*

de redshift sont qualifiés de “mauvais”, ce n’est pas en raison de l’efficacité de *HyperZ*, mais du petit nombre de filtres utilisés (ici seulement 3). En suivant le critère donné par Schneider & Rix [113], on considérera qu’une zone de redshift est “bonne” si les points de cette zone vérifient le critère suivant :

$$0.5 \leq \frac{z_{\text{phot}}}{z_{\text{mod}}} \leq 1.5 \quad (6.5)$$

L’observation de la Figure 6.6 permet de distinguer à l’œil différentes zones de redshift :

- De $z = 0$ à $z = 0.6$: les points sont loin d’être rassemblés le long de la droite $z_{\text{mod}} = z_{\text{phot}}$, ce domaine est mauvais. 30% des objets satisfont le critère précédent.
- De $z = 0.6$ à $z \simeq 1$: les points sont regroupés le long de la droite $z_{\text{mod}} = z_{\text{phot}}$, les résultats de *HyperZ* sont dignes de confiance. 60% des objets satisfont le critère.
- De $z \simeq 1$ à $z = 3.7$: la situation redevient mauvaise (à l’œil), bien que 73% des points satisfassent le critère, qui devient de moins en moins contraignant au fur et à mesure que le redshift augmente.
- De $z = 3.7$ à $z = 5$: on peut à nouveau faire confiance à *HyperZ* (89%), mais il est peu probable que l’on ait des objets détectés à un tel redshift.

Que se passe-t-il ?

On peut être surpris par la Figure 6.6 et il est licite de s’interroger sur l’apparition de telles zones de confiance. Pour les comprendre, il convient de s’intéresser au fonctionnement de *HyperZ*. On dispose de trois filtres, chacun ayant une bande passante $\Delta\lambda$ centrée sur une certaine longueur d’onde :

Filtre	longueur d'onde	$\Delta\lambda$
B	4500 Å	533
R	6500 Å	753
I	7500 Å	1148

La signature spectrale utilisée par *HyperZ* pour faire coïncider les magnitudes observées au modèle se trouve vers 4000 Å.

Considérons l'amas qui se trouve à un redshift voisin de $z = 0.2$. Sa lumière sera reçue sur Terre à une longueur d'onde égale à :

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z) \times \lambda_{\text{émission}} \quad (6.6)$$

$$\lambda_{\text{obs}} = 1.2 \times 4000 = 4800 \text{ Å} \quad (6.7)$$

Or, on n'a pas une couverture adéquate par des filtres corrects. Par conséquent, *HyperZ* ne voit pas le signal correspondant à une galaxie de l'amas. Le problème vient de la pauvreté de l'échantillonnage de la distribution spectrale d'énergie des galaxies autour de 4000 Å, comme l'illustre la Figure 6.7 : on voit qu'il y a un "trou" entre les filtres B et R, que la signature à 4000 Å (redshiftée à 4800 Å) est déjà presque en dehors du filtre B. Afin d'améliorer les contraintes, il aurait fallu bénéficier de l'information photométrique dans le filtre V.

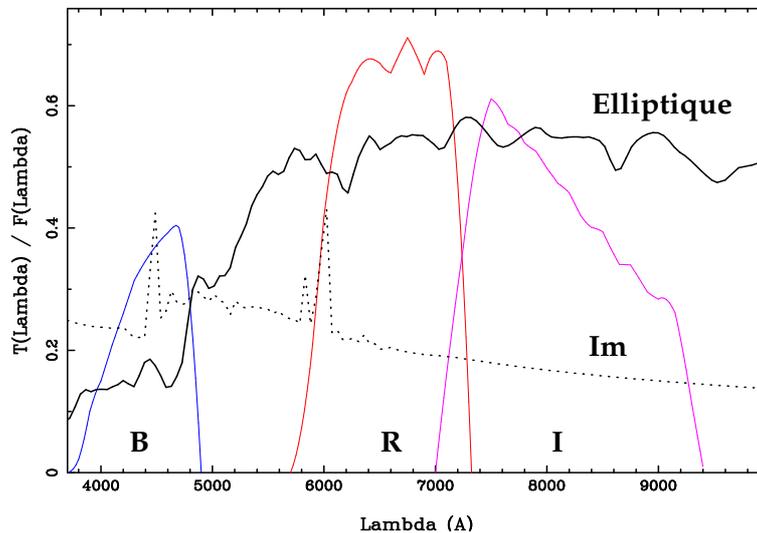


FIG. 6.7 – Couverture spectrale assurée par les filtres B, R et I et distribution spectrale d'énergie pour une galaxie elliptique à $z = 0.2$ (traits pleins) et pour une galaxie irrégulière à $z = 0.2$ (pointillés)

On peut aussi se poser le problème de la façon suivante : Si une signature spectrale est émise à 4000 Å, à partir de quel redshift je peux être capable de la détecter avec le filtre *R* ?

Cela revient à chercher z tel que :

$$1 + z \geq \frac{6500}{4000} \simeq 1.6 \Rightarrow z \simeq 0.6 \quad (6.8)$$

On retrouve la limite supérieure de la première zone : au-delà de $z \simeq 0.6$, la configuration des filtres disponibles peut permettre d'étudier la zone allant jusqu'à $z \simeq 1$, lorsque la signature spectrale recherchée par *HyperZ* arrive à la limite de perception du filtre I .

Distribution en redshift des objets dans le champ

L'étude théorique exposée plus haut est valable pour des objets distribués en redshift de façon uniforme entre 0 et 5. La situation est à convoluer par la distribution en redshift des galaxies.

On peut estimer le redshift moyen de la population d'arrière-plan en comparant la distribution en magnitude des objets d'arrière-plan de notre échantillon à celle du *HDF*, dont les objets sont munis de redshifts spectroscopiques ou photométriques, mais cette fois calculés avec une couverture spectrale correcte. Celle-ci varie entre $z=0.9$ et $z=1.0$ (Bardeau et al., 2004 [6]).

La Figure 6.8 (graphe de gauche) représente la distribution en magnitude I pour le catalogue complet de A1763 et pour le catalogue constitué des objets dotés de paramètres de formes "sûrs", c'est à dire tels que les erreurs sur la mesure des composantes de l'ellipticité $e1$ et $e2$ soient inférieures à 0.1. On voit que la magnitude limite pour le catalogue nettoyé est égale à environ 24. Un tel catalogue est donc comparable à celui du "VIMOS VLT Deep Survey" ([69]) pour lequel on dispose de la distribution en redshift pour un échantillon de galaxies dont la magnitude I est inférieure à 24 (Figure 6.8, graphe de droite). Cette distribution s'arrête autour de $z = 2$, mais on peut dire que la plupart des objets se trouvent à un redshift inférieur à 1.4 (5% de contamination au-delà de $z = 1.4$). Etant donné qu'une telle magnitude limite est comparable à celle que l'on a dans nos catalogues d'objets, on peut considérer que la grosse majorité de nos objets (95%) se trouvent à un redshift inférieur à 1.4. Par conséquent la Figure 6.6 est à considérer entre $z = 0$ et $z = 1.4$.

6.3.3 Approche Bayésienne du problème

On s'est rendu compte qu'il est difficile d'estimer un redshift photométrique à partir de trois filtres. Il est néanmoins possible d'améliorer la situation en introduisant un *a priori* dans notre étude.

Idée générale

On va rajouter une information *a priori* concernant la galaxie étudiée. La méthode utilisée suit celle développée par Benitez [8]. Considérons que l'on dispose d'un ensemble d'informations concernant chaque galaxie : $D = (C, m)$, où C constitue l'information en couleur et m une information en magnitude.

HyperZ nous donne une distribution de probabilité : $P(C|z)$, i.e. la probabilité d'observer les couleurs C étant donné un objet à un redshift z . Cette quantité ne tient pas compte de la fonction de luminosité des galaxies. L'approche Bayésienne consiste

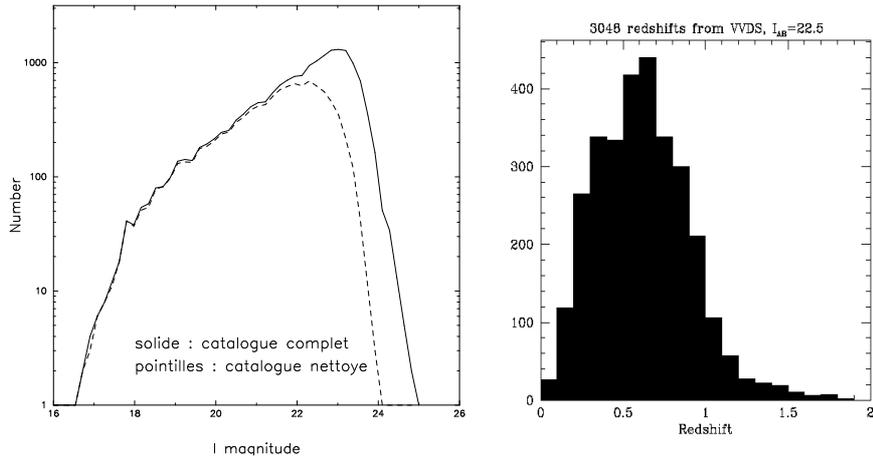


FIG. 6.8 – Gauche : distribution en magnitude I des objets de A1763 : catalogue complet (ligne solide) et catalogue constitué des objets dotés de paramètres de formes “sûrs” (ligne en tirets). Droite : distribution en redshift du “emphVIMOS VLT Deep Survey” pour un échantillon de galaxies dont la magnitude I est inférieure à 24

à rajouter une information pertinente qui n’est pas incluse dans C . Dans notre cas, on va considérer la distribution suivante : $P(z|m)$ qui est la probabilité d’observer un objet à un redshift z étant donné sa magnitude m ; il s’agit d’une contrainte imposée par la fonction de luminosité des galaxies. On estimera alors la probabilité d’observer une galaxie à z étant données les informations D :

$$P(z|C, m) = \frac{P(z|m) * P(C|z)}{P(C)} \quad (6.9)$$

où $P(C)$ est une constante de normalisation. Le redshift le plus probable pour l’objet considéré sera celui qui maximise la distribution de probabilité *Bayésienne* $P(z|C, m)$. Autrement dit, la méthode Bayésienne permet de vérifier si le redshift photométrique estimé par *HyperZ* est plausible dans le sens où il n’est pas en contradiction avec d’autres informations (ici la fonction de luminosité des galaxies) que l’on se donne à priori et dans lesquelles on a confiance. Dans le cas de la fonction de luminosité, elle a été obtenue au préalable dans un grand nombre de champs différents pour lesquels on retrouve toujours une forme fonctionnelle similaire.

Importance du type spectral

On peut décomposer l’équation précédente (marginalisation Bayésienne) en oubliant la constante de normalisation $P(C)$:

$$P(z|C, m) = \sum_T P(z, T|m)P(C|z, T) \quad (6.10)$$

$$= \sum_T P(z|T, m)P(C|z, T) \quad (6.11)$$

$P(C|z, T)$ constitue la distribution de probabilité estimée par *HyperZ*, étant donné un type spectral T . La distribution $P(z|T, m)$ a la forme suivante (Figure 6.9) :

$$P(z|T, m) = z^{\alpha_t} \exp - \left[\frac{z}{z_{mt}(m)} \right]^{\alpha_t} \quad (6.12)$$

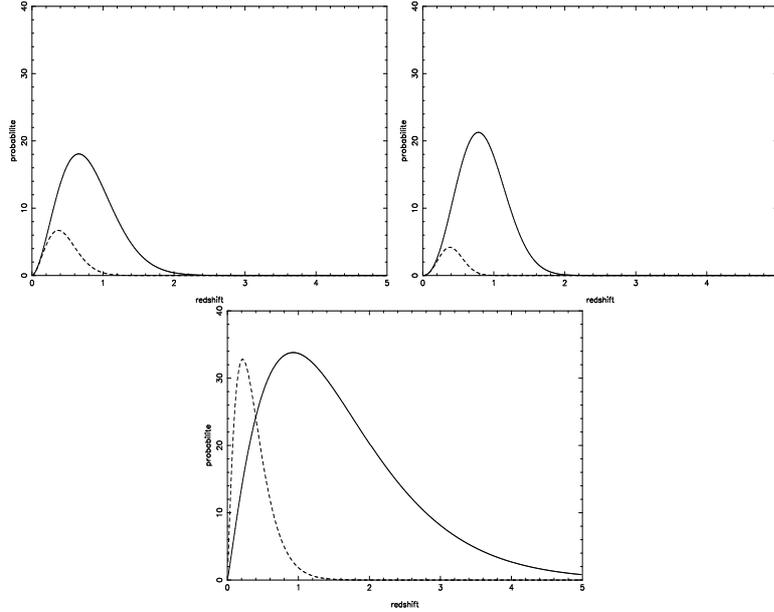


FIG. 6.9 – Distributions de probabilité d’observer une galaxie à un redshift z étant donné sa magnitude m et son type T , d’après la fonction de luminosité. De haut en bas et de gauche à droite : pour les spirales, les elliptiques et les irrégulières. En traits pleins pour une magnitude I de 24, en pointillés pour une magnitude I plus faible (I=19)

Résultats

Revenons sur la Figure 6.6 qui permet de tester l’amélioration apportée à *HyperZ* par la méthode Bayésienne. Pour le catalogue d’objets simulés qui m’a permis d’obtenir cette Figure, j’ai appliqué la méthode Bayésienne afin de remplacer z_{phot} par $z_{\text{Bayésien}}$ et voir comment évoluent les zones définies en 3.2.1. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.10.

Considérant le même découpage en “bonnes” et “mauvaises” zones qu’à la section 3.2.1, on a :

- De $z = 0$ à $z = 0.6$, 40% des objets satisfont le critère défini par Schneider & Rix
- De $z = 0.6$ à $z = 1$, 98% des objets le satisfont
- Pour les deux dernières zones, environ 30% des objets sont en accord

La méthode Bayésienne permet donc d’améliorer la situation de façon significative là où *HyperZ* est digne de confiance.

Regardons désormais ce que nous donne l’application de cette méthode sur un échantillon spectroscopique d’objets du champ de A1689.

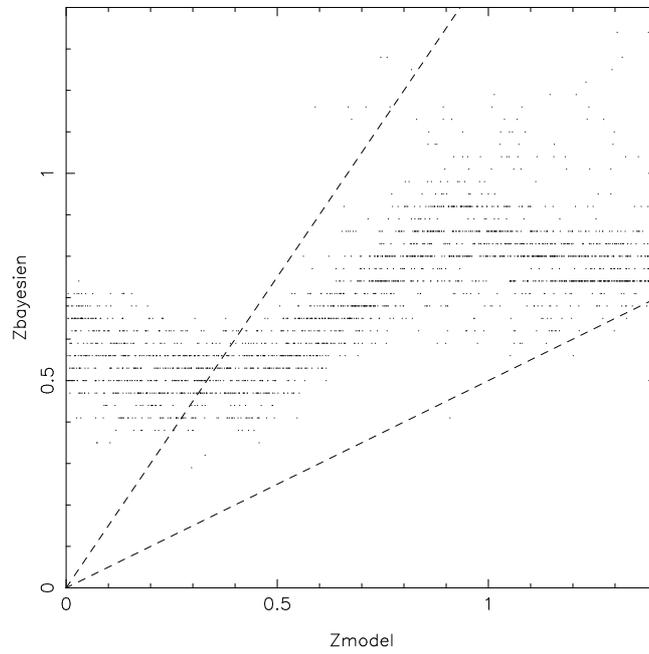


FIG. 6.10 – Comparaison entre z_{mod} et $z_{\text{Bayésien}}$. Les lignes en tiret représentent les bornes de validité du critère de Schneider & Rix

6.3.4 Illustration de la méthode des Redshifts Photométriques Bayésiens sur un échantillon spectroscopique

On dispose de 277 objets du cliché de A1689 munis de redshifts spectroscopiques et sur lesquels on va tester la méthode des redshifts photométriques Bayésiens. Ces informations spectroscopiques proviennent du travail de stage de Johan Richard à l'Observatoire Midi-Pyrénées. Dans un premier temps, on va étudier l'ensemble de cet échantillon, puis on illustrera la méthode sur des objets en particuliers.

Sur l'échantillon complet

Disposant de redshifts spectroscopiques et ayant déduit des redshifts photométriques d'une part et photométriques Bayésiens d'autre part, on peut confronter z_{phot} et $z_{\text{bayésien}}$ à z_{spec} . Les Figures suivantes illustrent les résultats : l'utilisation d'un redshift purement photométrique est moins pertinent qu'utiliser des redshifts Bayésiens.

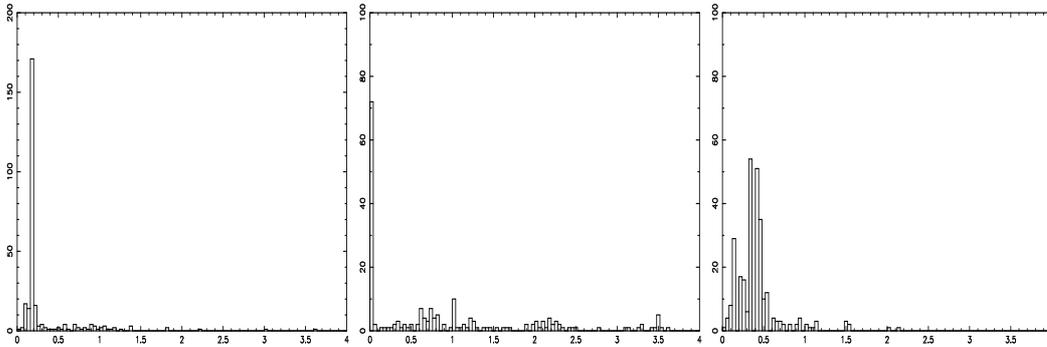


FIG. 6.11 – Distributions en redshift des 277 galaxies du champ de A1689 : en ordonnée, on a un nombre de galaxies, et en abscisse, le redshift spectroscopique (gauche), photométrique (milieu) et Bayésien (droite). La plupart des objets sont des elliptiques de l'amas situés à $z \sim 0.2$

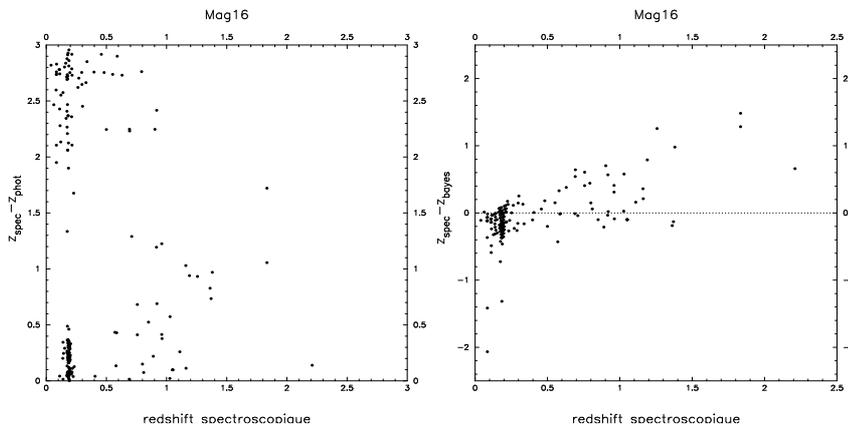


FIG. 6.12 – Gauche : différences entre le redshift *photométrique* et le redshift *spectroscopique*. A droite : différences entre le redshift *Bayésien* et le redshift *spectroscopique*

Illustration de la méthode sur des objets de l'échantillon

Pour deux objets elliptiques de l'amas A1689 : On illustre cette méthode sur deux objets elliptiques de l'échantillon situés à $z=0.17$. Les Figures 6.13 et 6.14 donnent les résultats : de haut en bas, on a la distribution de probabilité pour le redshift photométrique, donnée par *HyperZ* ; la distribution à priori introduite plus haut $P(z|T, m)$, c'est à dire la probabilité d'observer un objet à un redshift z étant donné sa magnitude m et son type T ; et la distribution de probabilité pour le redshift Bayésien qui combine les deux distributions précédentes.

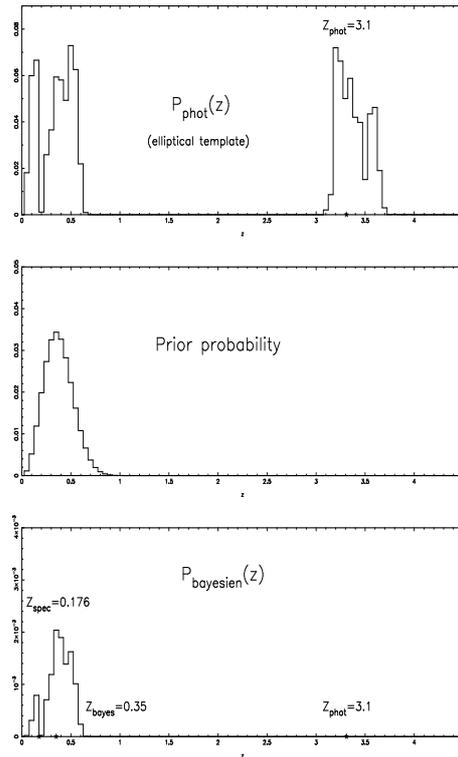


FIG. 6.13 – Galaxie elliptique à $z=0.176$: distribution de probabilité pour le redshift photométrique, distribution à priori et distribution de probabilité Bayésienne (de haut en bas)

Pour l'ensemble des elliptiques : On a vu lors de l'étude théorique qu'avec trois filtres B,R,I, il n'est pas possible de contraindre correctement le redshift des objets de l'amas situés à $z \sim 0.2$. La Figure 6.15 montre la distribution en redshifts photométriques Bayésiens pour les objets repérés comme elliptiques dans un diagramme couleur-magnitude. Celle-ci est centrée sur 0.4 alors que les objets sont effectivement à $z = 0.2$. La Figure 6.10 illustre aussi ce comportement : étant donnés les filtres utilisés, les objets situés à $z = 0.2$ sont estimés à un plus grand redshift.

Pour un objet d'arrière-plan à $z=0.962$: Etant donné que l'on ignore le type spectral de cette galaxie, on calcule des distributions de probabilité correspondant à chaque type (Figure 6.16).

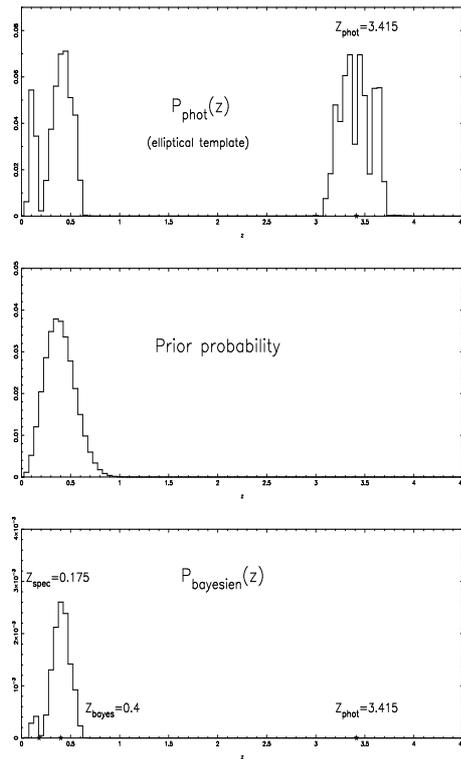


FIG. 6.14 – Galaxie elliptique à $z=0.175$: distribution de probabilité pour le redshift photométrique, distribution à priori et distribution de probabilité Bayésienne (de haut en bas)

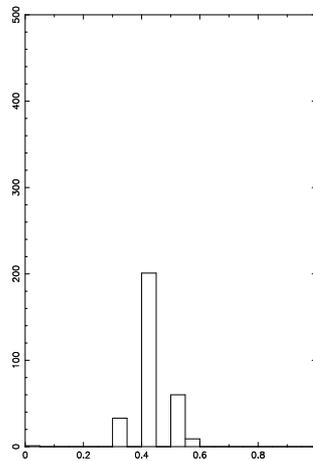


FIG. 6.15 – Distribution en redshift photométrique Bayésien estimé pour des galaxies repérées comme elliptiques dans un diagramme couleur-magnitude. En abscisse le redshift, en ordonnée le nombre d'objet

6.3.5 Quel redshift assigner aux galaxies ?

Les elliptiques de l'amas repérées comme elliptiques dans un diagramme couleur-magnitude ont un redshift fixé à celui de l'amas étudié. Pour les galaxies d'arrière-plan (i.e. les objets tels que $z_{\text{bayésien}} > 0.2$), on leur assigne le redshift dérivé de l'étude ci-dessus. La Figure 6.17 montre la distribution en redshift finale du catalogue provenant

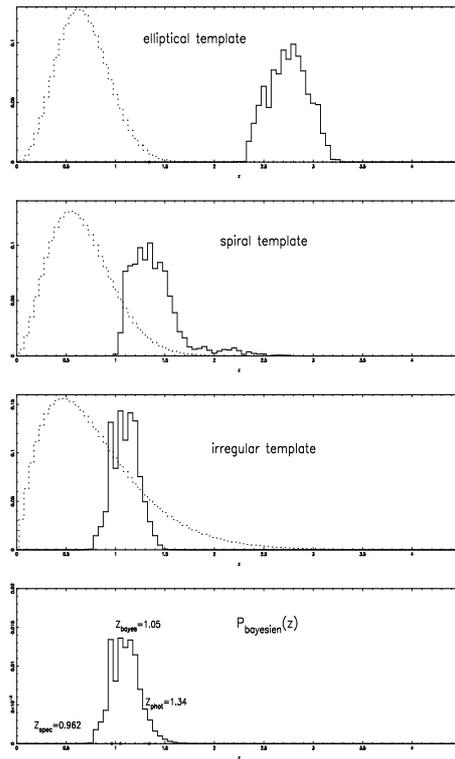


FIG. 6.16 – Galaxie à $z=0.962$: ligne solide : distribution de probabilité pour le redshift photométrique; pointillés : distribution à priori pour chaque famille de modèles utilisée. En bas : distribution de probabilité bayésienne

du cliché de A1763. On retrouve un pic au redshift de l'amas, et les objets d'arrière-plan présentent une distribution cohérente avec la profondeur de l'échantillon.

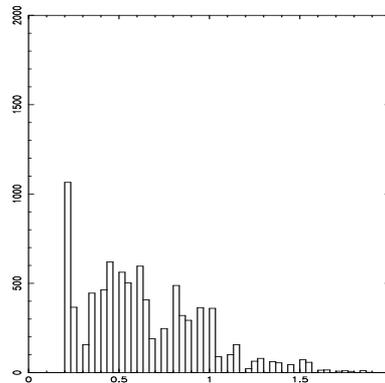


FIG. 6.17 – Distribution en redshift du catalogue final de A1763. En abscisse, le redshift, en ordonnées, le nombre d'objets

6.3.6 Isoler les objets d'arrière-plan

Motivations

L'analyse weak-lensing de l'échantillon d'amas menée par Sébastien Bardeau [5] repose sur une pré-sélection des galaxies d'arrière-plan : toute contamination par des objets d'avant-plan n'ayant pas participé au lensing est à éviter car cela contamine le signal recherché. Cette pré-sélection a tout d'abord reposé sur des coupures brutales en magnitude. La motivation du travail présenté dans cette section est d'apporter un critère plus robuste pour effectuer la dichotomie avant-plan/arrière-plan. Un objet sera considéré d'arrière-plan si son redshift est supérieur à 0.3. On commencera par exposer la méthode puis on montrera les résultats que cette étude permet dans une analyse weak-lensing, notamment les différences dans le signal de shear par rapport à une coupure en magnitude. L'étude suivante repose sur les 277 objets du champ de A1689 pour lesquels on dispose d'un redshift spectroscopique.

Stratégie adoptée

On cherche un critère pour isoler les objets d'arrière-plan. On calcule pour cela la quantité :

$$\chi_z = \frac{1}{N} \int_z^{+\infty} P_{\text{bayésien}}(z') dz' \quad (6.13)$$

avec $N = \int_0^{+\infty} P_{\text{bayésien}}(z') dz'$ facteur de normalisation. Cette quantité nous renseigne sur la fraction de la distribution de probabilité se trouvant au-delà d'un redshift égal à z . En pratique, la borne supérieure de cette intégrale sera égale à 5. On va tester cette contrainte sur les objets spectroscopiques.

Résultat : En fonction de la valeur de z , la contamination des objets d'arrière-plan par des objets d'avant-plan va être plus ou moins grande, le minimum de contamination étant obtenu pour $z=0.4$. Imposer $\chi_{0.4} > 60\%$ nous assure que les objets sont effectivement d'arrière-plan (la contamination éventuelle par des objets d'avant-plan étant négligeable). Par contre, imposer ceci nous fait perdre 45 % des objets effectivement d'arrière-plan. L'examen de la Figure 6.18 permet de comprendre ce résultat : Parmi les objets d'avant-plan (à gauche de la ligne verticale), quasiment tous se situent en bas de la ligne horizontale qui représente la région où la probabilité calculée est égale à 60% ; la contamination par des objets d'avant-plan est négligeable (9 objets avec une proba supérieure à 60% contre 230 objets en bas, soit une contamination égale à 4%). En ce qui concerne les objets d'arrière-plan, on va en perdre environ 45 % (20 objets contre 18).

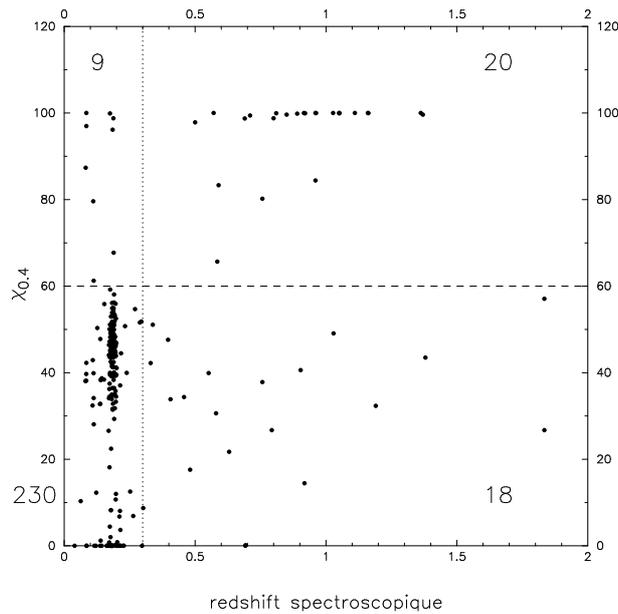


FIG. 6.18 – χ_z calculée pour $z = 0.4$. En ordonnées, on a la valeur de $\chi_{0.4}$ pour chaque objet de l'échantillon spectroscopique, dont le redshift est porté en abscisse

6.3.7 Vérification de la validité des redshifts photométriques bayésiens

Sur le signal weak-lensing

La Figure 6.19 montre la différence dans le signal weak-lensing retrouvé : en noir, on voit le signal de shear trouvé en considérant comme d'arrière-plan l'ensemble des objets ayant une magnitude supérieure à un seuil correspondant à la magnitude de complétude plus 1. En gris intermédiaire, on a représenté le signal obtenu en ne considérant que des objets repérés comme d'arrière-plan par la méthode exposée plus haut. Le signal gris clair est obtenu en ne considérant que des objets pour lesquels le redshift photométrique Bayésien estimé est supérieur à 0.8. Le signal noir est obtenu avec 30000 objets, alors que le signal gris intermédiaire est obtenu avec 8000 objets. Malgré la différence de statistique, le signal gris intermédiaire est plus important que le signal noir, attestant d'une contamination par des objets qui ne sont pas effectivement d'arrière-plan.

Il existe aussi une autre façon de tester la validité des redshifts photométriques Bayésiens. Ne considérant que les objets identifiés comme d'arrière-plan par la méthode exposée plus haut, on va former des sous-catalogues correspondant à des tranches de redshifts. Le shear étant proportionnel à la distance Lentille-Source, le catalogue correspondant à la première tranche de redshift doit donner un signal de shear plus faible que le catalogue correspondant à la dernière tranche de redshift, à condition que l'estimation des redshifts soit réaliste. L'examen de la Figure 6.20 montre en effet ce phénomène.

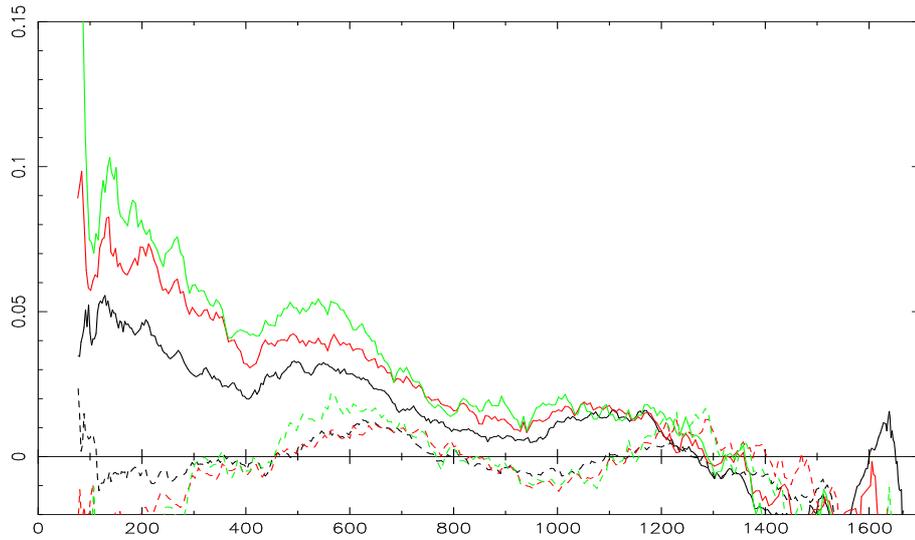


FIG. 6.19 – Lignes solides : déformations tangentiels (shear) estimées avec l’ancien critère de sélection des objets d’arrière-plan (en noir). En gris intermédiaire, les objets sont sélectionnés par la méthode exposée ici. En gris clair, en ne considérant que des objets pour lesquels $z_{\text{bayésien}} > 0.8$. Les lignes en batonnets correspondent aux déformations radiales. L’axe des abscisses représente la distance au centre de l’amas de galaxies, en arcsecondes, et l’axe des ordonnées correspond à l’estimation des déformations

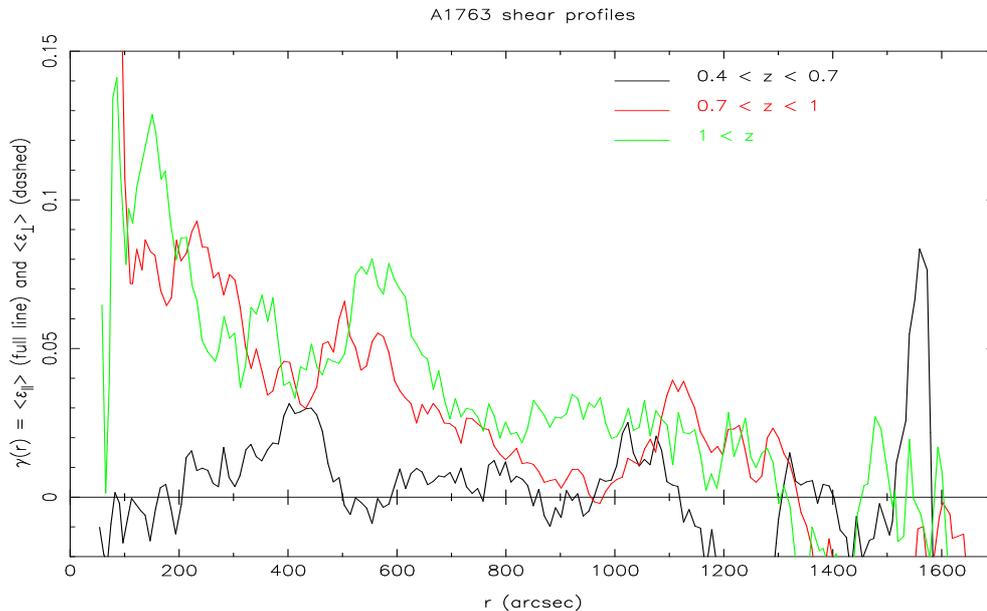


FIG. 6.20 – Shears estimés pour des catalogues correspondant à des tranches croissantes en $z_{\text{bayésien}}$. Plus le redshift moyen est grand, plus on s’attend à ce que le shear soit important, ce qui est observé sur cette Figure

Comparaison au survey DEEP2

Une autre façon de vérifier la validité de l’estimation de redshift est de la comparer à celle du DEEP2 galaxy redshift survey [2] : les auteurs donnent une simple coupure en couleur qui est sensé sélectionner les galaxies pour lesquelles $z > 0.7$, à savoir : B-R

$< 2.35 (R-I) - 0.45$; $R-I > 1.15$ ou $B-R < 0.5$. La Figure 6.21 montre où se trouvent les couleurs des objets pour lesquels on a estimé $z_{\text{bayésien}} > 0.7$ et $z_{\text{bayésien}} < 0.7$ par rapport à cette coupure. On voit que l'accord est bon.

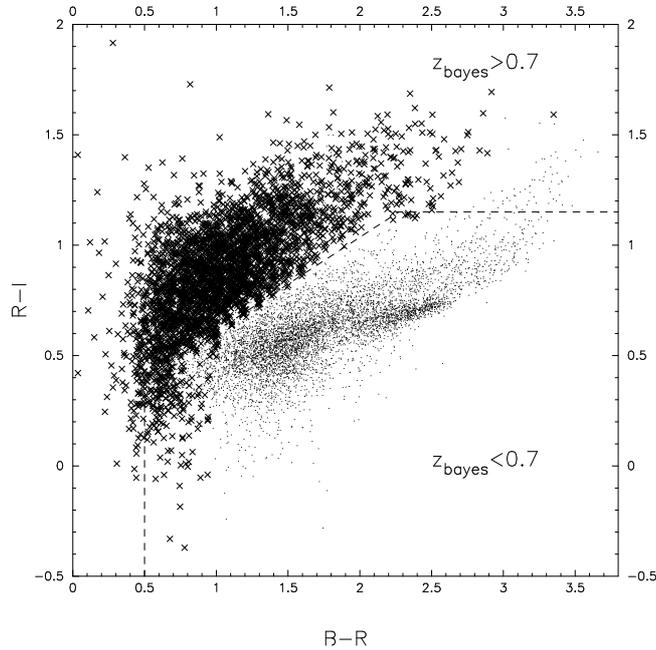


FIG. 6.21 – Diagramme couleur-couleur des objets de A1763. Les points représentent les objets pour lesquels on a estimé un redshift inférieur à 0.7, et les croix représentent les objets pour lesquels on a estimé un redshift supérieur à 0.7. Comparaison avec la coupure en couleur proposée dans le survey DEEP2 qui permet de sélectionner les objets dotés d'un redshift supérieur ou inférieur à 0.7

6.3.8 Catalogues finaux

Récapitulons les différents critères employés pour la réalisation des catalogues sur lesquels on va travailler. On va considérer les objets avec les caractéristiques suivantes :

- Objets détectés en trois couleurs, avec des informations photométriques en B, R et I.
- Leurs paramètres de formes sont mesurés sur l'image R, avec des erreurs estimées sur e_1 et e_2 inférieures à 0.1.
- Les galaxies repérées comme elliptiques auront un redshift égal à celui de l'amas. Pour la population d'arrière-plan, on utilisera une estimation du redshift photométrique Bayésien.

La Figure 6.22 montre la vérification de la calibration photométrique. Les amas sont rangés par redshift croissant : A2218, A1689, A383, A68, A209, A963, A1763, A2219, A267, A2390, A1835.

La Figure 6.23 montre la distribution en redshift pour chaque catalogue.

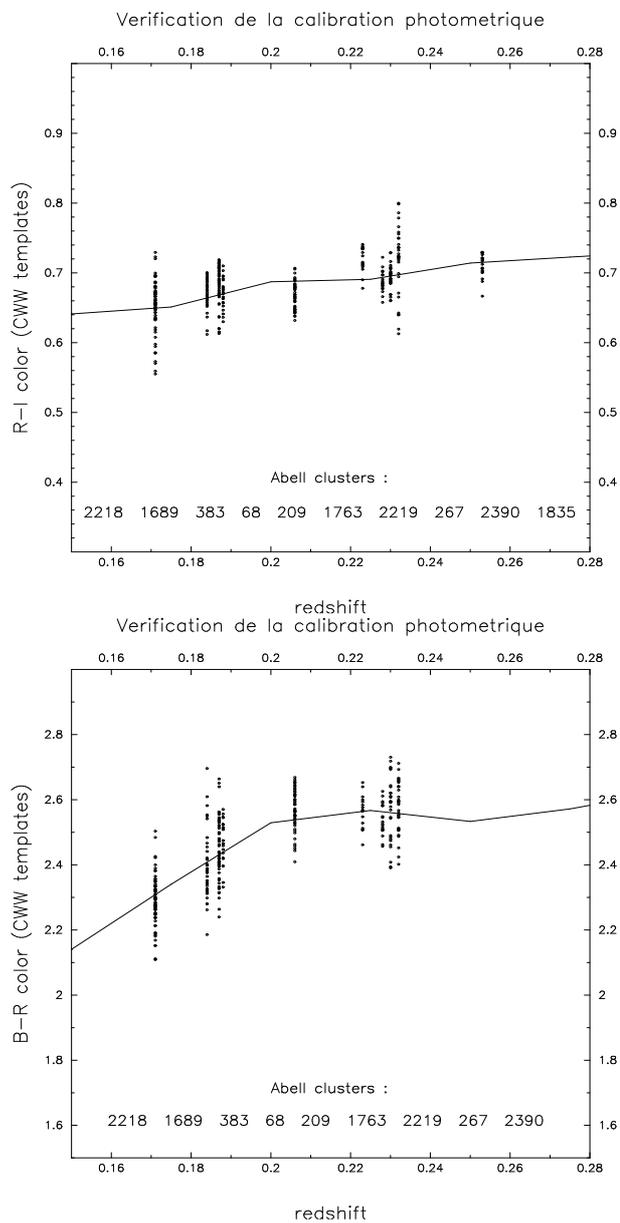


FIG. 6.22 – Vérification de la calibration photométrique : comparaison des couleurs des galaxies elliptiques *les plus brillantes* de chaque amas avec des modèles CWW. Les amas sont rangés par redshifts croissants

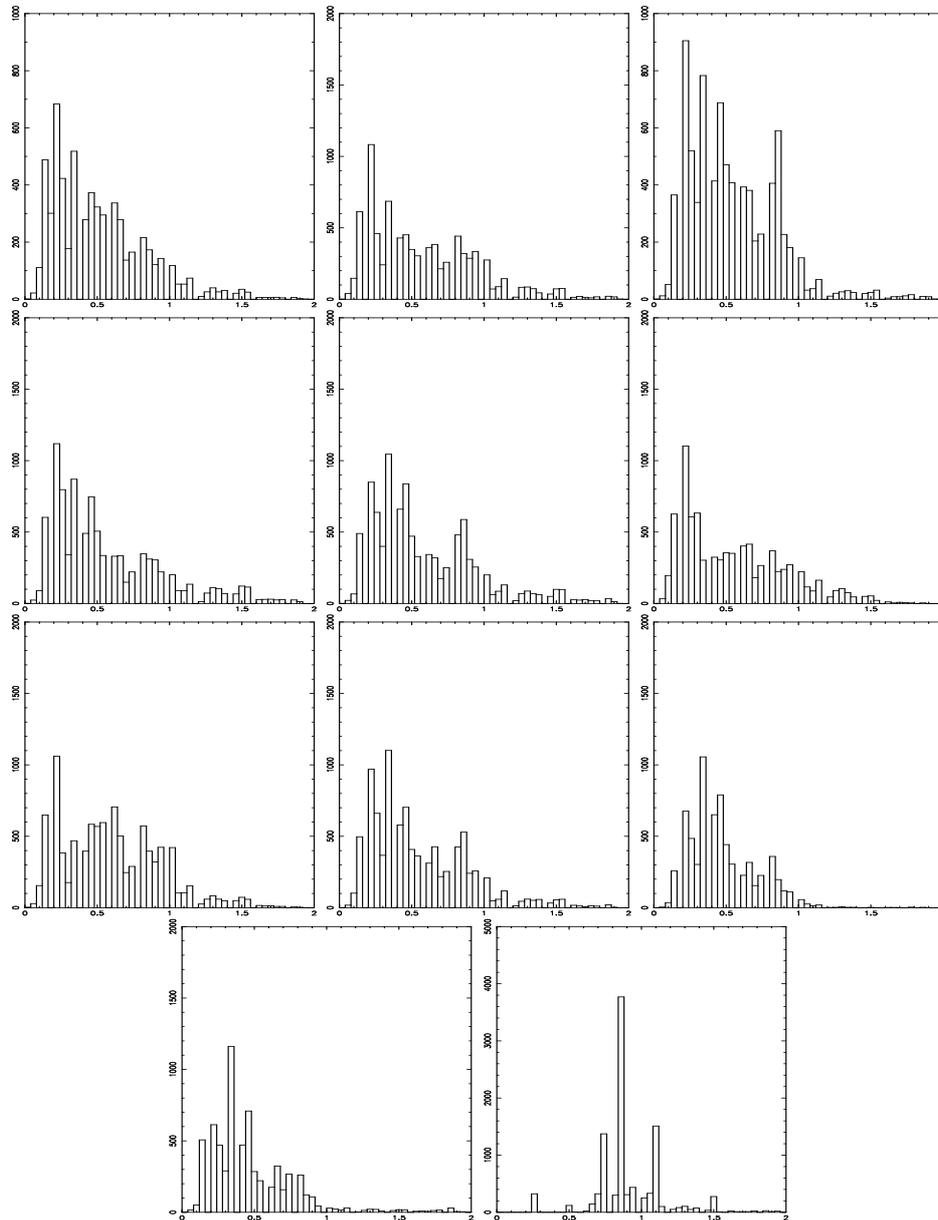


FIG. 6.23 – Distribution en redshift pour chaque catalogue. Les amas sont rangés par redshifts croissants : A2218, A1689, A383, A68, A209, A963, A1763, A2219, A267, A2390, A1835.

Chapitre 7

Application à un échantillon d'amas : Résultats

7.1 Présentation

7.1.1 Les amas

Commençons par présenter les amas du projet individuellement. Davantage de détails sont disponibles dans la thèse de Oliver Czoske ([25]). On résumera ces informations dans un tableau. Ces amas sont étudiés par Sébastien Bardeau dans le cadre de son travail de thèse ([5]) : une analyse weak lensing est entreprise afin d'étudier leur profils de masse (voir Section 2.6, on présente un profil de shear obtenu sur A1689, où encore Bardeau et al., 2004 [6]). Smith et al., 2004 [119] ont réalisé la modélisation de ces mêmes amas en utilisant les effets de strong lensing et une comparaison avec les données X. Dans le cadre de ce projet, un certain nombre de redshifts spectroscopiques ont été mesurés par Oliver Czoske ([27], [26]).

Abell 68 : Cet amas n'a pas été étudié auparavant. Dans le cadre de notre projet ([27]), 11 redshifts de galaxies ont été mesurés, donnant un redshift moyen $z=0.2513\pm 0.0010$ et une dispersion de vitesses $\sigma=808$ km/s (formel, le nombre de redshifts est trop faible pour permettre de calculer une dispersion de vitesses fiable). Abell 68 est dominé par une galaxie cD, avec un second groupe formé par cinq galaxies brillantes au nord-ouest. Plusieurs arclets bleus sont visibles, notamment un triple arc à l'est de la cD.

Abell 209 : Cet amas est dominé par une galaxie cD. Le redshift moyen est $z=0.21$.

Abell 267 : Il est lui aussi dominé par une galaxie cD. Des spectres ont été obtenus ([27]) pour 151 objets à une distance $\simeq 300''$ de la cD, dont 74 appartiennent à l'amas. Le redshift moyen est $z=0.2269\pm 0.0006$ et la dispersion de vitesses est $\sigma=(1125\pm 95)$ km/s.

Abell 383 : Dominé par une galaxie cD presque circulaire, il présente un système complexe d'arcs géants et d'arclets, qui ont été utilisés par Smith et al., 2001 [118] afin de reconstruire la distribution centrale de masse dans cet amas. Cinq systèmes d'images multiples ont été identifiés, dont deux arcs radiaux. Le rapport des positions angulaires des images radiales et tangentielles de la même source pose une forte contrainte sur la pente du profil de masse au rayon de l'arc radial : la pente est de -1.5 au rayon de l'arc intérieur et de -1.3 au rayon de l'arc extérieur ; le profil devient plus raide au centre de l'amas. Cet excès de masse est attribué à la présence de baryons dans la galaxie centrale.

41 redshifts de galaxies appartenant à l'amas ont été obtenus ([27]). Le redshift moyen est $z=0.1896\pm 0.0007$ et la dispersion de vitesses est $\sigma=1167_{-166}^{+130}$ km/s. La distribution des redshifts ne donnent pas d'indication de sous-structure dans cet amas.

Abell 963 : Dominé par une galaxie cD, il présente deux arcs géants au nord et au sud de la cD, connus auparavant. Des redshifts ont été obtenus pour 70 galaxies ([27]), avec un redshift moyen $z=0.2041\pm 0.0008$ et une dispersion de vitesses $\sigma=1412_{-80}^{+100}$ km/s.

Abell 1689 : C'est un amas qui a été beaucoup étudié et qui continue à l'être. Il est extrêmement lumineux et riche en galaxies, mais ne contient pas de galaxie cD. A 1 arcminute au nord-est du groupe de galaxies centrales, on trouve un deuxième groupe de galaxies brillantes. Cet amas regroupe en son centre de nombreux arcs et images multiples de sources d'arrière-plan. 211 redshifts sont disponibles, menant à un redshift moyen $z=0.1853_{-0.0008}^{+0.0004}$. La dispersion de vitesses quant à elle est $\sigma=1976_{-56}^{+38}$ km/s. Une récente étude basée sur les données XMM montre que cet amas est probablement allongé le long de la ligne de visée (Anderson & Madejsky, 2004 [3]). Le test de Dressler-Shectman, qui permet de chercher des sous-structures dans la distribution spatiale/redshift, montre un groupe nettement distinct au nord-est du centre de l'amas. Abell 1689 est un amas complexe et non-relaxé. Récemment, Oliver Czoske (Czoske, 2004 [26]) a mesuré des redshifts pour 525 membres de l'amas à l'aide de l'instrument *VIMOS*.

Abell 1763 : Il contient une galaxie cD en son centre ainsi que des chaînes de galaxies qui partent dans au moins trois directions. Des redshifts pour 122 galaxies appartenant à l'amas ont été mesurés dans le cadre de ce projet ([27]), avec un redshift moyen $z=0.2307\pm 0.0007$. La dispersion de vitesses vaut $\sigma=1528_{-58}^{+98}$ km/s. Le test de Dressler-Shectman révèle des groupes de galaxies distincts à l'Est et à l'Ouest du centre de l'amas ; le test global indique la présence de sous-structures à un niveau de confiance élevé.

Abell 1835 : Il est dominé par une galaxie elliptique géante. L'image *HST* révèle un nombre d'arcs gravitationnels longs et minces. Dans le cadre du projet, des redshifts ont été obtenus pour 153 galaxies dans l'amas ([27]), le redshift moyen étant $z=0.2505_{-0.0006}^{+0.0002}$. La dispersion de vitesses est $\sigma=1549_{-55}^{+125}$ km/s. La distribution des redshifts présente une queue vers les grands redshifts, et le test de Dressler-Shectman indique la présence d'un groupe de galaxies distinct au nord-ouest du centre de l'amas. Remarquons qu'Abell 1835 est l'amas le plus lumineux de l'échantillon. Récemment, Oliver Czoske (Czoske, 2004 [26]) a mesuré des redshifts pour 630 membres de l'amas à l'aide de *VIMOS*.

Abell 2218 : C'est un amas bien connu grâce à l'impressionnant système d'arcs et d'arclats que l'on observe en son centre. La distribution de masse dans cet amas est bimodale, les deux centres de masse étant séparés de 1'.5. 50 redshifts y sont disponibles, autour de $z=0.171$, et la dispersion de vitesses est $\sigma=1370$ km/s.

Abell 2219 : Il contient une galaxie cD ainsi qu'une deuxième galaxie brillante à une distance de 1 arcminute. On est sensible à un certain nombre d'arcs gravitationnels, notamment un arc étroit entre les deux galaxies dominantes. Des redshifts pour 90 galaxies de l'amas sont disponibles ([27]), avec un redshift moyen $z=0.2244\pm 0.0006$. La dispersion de vitesses est $\sigma=1398_{-64}^{+108}$ km/s. Le test de Dressler-Shectman indique la présence de sous-structures, notamment un groupe distinct de galaxies au nord-ouest de la galaxie cD.

Abell 2390 : Lui aussi est dominé par une galaxie cD et présente plusieurs arcs en son centre. 225 redshifts sont disponibles dans la littérature (Leborgne et al., 1991 [68] en ont mesuré 72), autour de $z=0.23$. La dispersion de vitesses est $\sigma=1686$ km/s. En 1996, Abraham et al. [1] ont étudié l'évolution de la population galactique dans l'amas A2390. Ils trouvent que cette population est majoritairement constituée de galaxies elliptiques et S0 dans la région centrale de l'amas (jusqu'à $0.4 h^{-1}$ Mpc du centre de l'amas), et qu'elle évolue vers une population de galaxies spirales dans les régions plus périphériques de l'amas (1 à $3 h^{-1}$ Mpc).

La Figure 7.1 montre une image de l'amas A1763, une carte de shear et un profil de shear pour cet amas, déduits d'une analyse weak shear menée par Sébastien Bardeau ([5]). A partir de ce profil de shear, Sébastien Bardeau est capable d'estimer les paramètres d'un modèle décrivant l'amas de galaxies (les grandes lignes de la méthode sont exposées dans la section 2.6). C'est ce modèle que je vais utiliser pour décrire la composante de l'amas utilisée dans l'analyse *galaxy-galaxy lensing* (Section 5.2.5).

TAB. 7.1 – Propriétés physiques de l'échantillon. Les redshifts et les luminosités X viennent des catalogues XBACs [32] et BCS [33]. Les températures de la colonne 6 viennent des mêmes catalogues et sont estimés à partir de la relation L_X/T_X (sauf A2218). Les températures de la colonne 7 correspondent aux nouvelles mesures de température ASCA tiré de Ota, 2001 [101].

Amas	RA (J2000)	Dec (J2000)	z	L_X $10^{44} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$	$T_{X,\text{est}}$ keV	$T_{X,\text{ASCA}}$ keV
A 68	00 ^h 37 ^m 0685	+090924''3	0.2546	3.72	10.0	6.93 ^{+0.63} _{-0.59}
A 209	01 ^h 31 ^m 5255	-133640''4	0.2060	3.44	9.6	—
A 267	01 ^h 52 ^m 4197	+010025''8	0.2300	3.43	9.7	5.51 ^{+0.44} _{-0.41}
A 383	02 ^h 48 ^m 0339	-033145''2	0.1871	2.01	7.5	—
A 773	09 ^h 17 ^m 5631	+514320''8	0.2170	3.27	9.4	8.07 ^{+0.70} _{-0.66}
A 963	10 ^h 17 ^m 0364	+390249''8	0.2060	2.61	8.6	6.83 ^{+0.51} _{-0.51}
A 1689	13 ^h 11 ^m 3006	-012028''2	0.1840	5.18	10.8	9.31 ^{+0.45} _{-0.38}
A 1763	13 ^h 35 ^m 2008	+410004''1	0.2279	3.73	10.0	8.11 ^{+0.66} _{-0.63}
A 1835	14 ^h 01 ^m 0208	+025242''4	0.2528	9.63	14.8	7.42 ^{+0.61} _{-0.43}
A 2218	16 ^h 35 ^m 5152	+661215''2	0.1710	2.33	6.7	7.63 ^{+0.58} _{-0.49}
A 2219	16 ^h 40 ^m 1986	+464241''4	0.2281	5.10	11.4	9.22 ^{+0.74} _{-0.59}
A 2390	21 ^h 53 ^m 3686	+174143''2	0.2329	5.36	11.6	9.21 ^{+1.37} _{-1.04}

Une récente étude (Smith et al., 2004 [119]) étudie une dizaine d'amas de galaxies dont neuf sont présents dans notre échantillon. Cette étude s'appuie sur des données *HST* sur lesquelles apparaissent de nombreux arcs gravitationnels (une trentaine). En combinant ces informations avec des cartes de shears provenant de l'analyse de

l'orientation des objets d'arrière-plan, ils parviennent à modéliser la distribution de masse dans le cœur des amas ($R \leq 500$ kpc). Un aspect intéressant de cette étude est l'utilisation de données complémentaires en X du télescope *Chandra* : cela leur permet de développer un critère pour classifier les amas comme relaxés ou non, principalement en analysant les distributions spatiales de masse déduites du lensing et en comparant ces informations avec les données X : un amas est considéré comme relaxé lorsque la grande partie de sa masse est contenue dans sa partie centrale ($R \leq 500$ kpc), et que sa morphologie X est circulaire, ou bien elliptique. Sur ces 10 amas étudiés par Smith et al., $(30 \pm 20)\%$ de ces amas forment un sous échantillon d'amas relaxés, alors que $(70 \pm 20)\%$ de ces amas semblent non relaxés. Le tableau 7.2 résume quelques résultats sur les amas du projet : l'état relaxé ou non relaxé, ainsi que la présence d'images multiples, que celles-ci soit confirmées spectroscopiquement (CO) ou seulement candidates (CA). Enfin, on inclut dans ce tableau la masse totale estimée à partir de l'analyse strong lensing, calculée dans un rayon de 500 kpc.

Amas	images multiples	état	$M_{\text{tot}} (10^{14} M_{\odot})$
A68	CO	non relaxé	4.4 ± 0.1
A209	CA	non relaxé	1.6 ± 0.5
A267	CA	non relaxé	2.6 ± 0.4
A383	CO	relaxé	3.6 ± 0.1
A773	CA	non relaxé	5.1 ± 1.2
A963	CO	relaxé	3.3 ± 0.2
A1689	CO	non relaxé	5.6 ± 0.1
A1763	CA	non relaxé	2.1 ± 0.8
A1835	CA	relaxé	5.8 ± 1.1
A2218	CO	non relaxé	5.6 ± 0.1
A2219	CA	non relaxé	3.4 ± 0.1
A2390	-	-	

TAB. 7.2 – Présence d'images multiples au sein des amas du projet (CA pour candidate et CO pour confirmée spectroscopiquement), état dynamique de ces amas, relaxés ou non, et masse totale déduite du strong lensing, calculée dans un rayon de 500kpc

7.1.2 Le signal

Une fois les catalogues d'objets mis en place de la façon exposée au Chapitre 6, il reste à leur appliquer la méthode de maximum de vraisemblance présentée au Chapitre 5 afin de mesurer le signal *galaxy-galaxy lensing*. On utilisera les profils *PIEMD*, *NFW* et *PL* pour ajuster les données, en se plaçant respectivement dans les plans $(\sigma_0, r_{\text{cut}})$, (σ_s, r_s) et (σ_0, α) , puis on se placera dans le plan $(M_{\text{aper}}, R_{\text{aper}})$. Par simplicité, on se limitera souvent aux résultats obtenus à l'aide du profil *PIEMD*.

Dans le plan $(\sigma_0, r_{\text{cut}})$, on trouve un signal statistiquement valable (c'est à dire $> 1\sigma$) pour 5 amas sur les 11 amas dont on dispose, il s'agit des amas A2218, A383, A2390, A1763 et A1835. L'amas A1689 présente une détection mais pas assez forte statistiquement (c'est à dire $< 1\sigma$). Pour cet amas, on sera capable uniquement de

poser une borne supérieure sur la masse calculée dans une ouverture. Les amas A68, A209, A963, A267 et A2219 quand à eux ne présentent pas de signal : la fonction de vraisemblance ne présente pas de maximum.

La meilleure détection est celle obtenue pour l'amas A1763, et on commencera donc par présenter les résultats obtenus sur A1763, dans les plans (σ_0, r_{cut}) et (M_{aper}, R_{aper}) avec un profil *PIEMD*, puis dans les plans (σ_s, r_s) et (σ_0, α) munis des profils *NFW* et *PL*. On considérera aussi pour cet amas des sous-catalogues correspondant à des parties de l'image de densités moyennes différentes afin de voir si les données nous permettent d'étudier l'influence de l'environnement local sur le signal *galaxy-galaxy lensing* et par conséquent sur les propriétés des galaxies.

Ensuite, on s'intéressera aux détections obtenues sur les autres amas, avec le profil *PIEMD*, à la fois dans les plans (σ_0, r_{cut}) et (M_{aper}, R_{aper}) , puis à l'aide des profils *NFW* et *PL*. On résumera l'ensemble des résultats dans un tableau. Enfin, on regroupera les résultats provenant des 5 amas pour lesquels on dispose d'un signal significatif. Finalement, on comparera nos résultats avec d'autres études de galaxies d'amas, et on les discutera.

Les résultats concernent une galaxie typique, de luminosité L^* . Une galaxie de luminosité L est reliée à la luminosité L^* par les relations d'échelles présentées à la section 5.2.2. Dans chaque Figure présentant des contours de vraisemblance, ils représentent des contraintes à $1, 2$ et 3σ .

La magnitude * absolue est estimée à -20.6 (Loveday, 2003 [74]) dans l'Univers local ($z = 0$). Pour une galaxie elliptique située à $z = 0.2$, cette magnitude absolue correspond à une magnitude apparente égale à 19.6 (dans la bande R). Cette valeur correspondra à la magnitude * par rapport à laquelle on mettra à l'échelle les résultats.

Pour les rapports M/L , on utilise la masse totale du halo calculée avec un profil *PIEMD*, et la luminosité est évaluée dans la bande R.

7.1.3 Tests

Pour s'assurer de la validité du signal que l'on attribue au *galaxy-galaxy lensing*, on a transformé les catalogues de différentes façons, chacune menant à une situation non physique (voir section 3.1.2), c'est à dire où le catalogue n'est plus sensé contenir de signal *galaxy-galaxy lensing*. Les différents tests ont été menés :

- donner des orientations aléatoires aux galaxies d'arrière-plan
- donner des positions aléatoires aux galaxies d'arrière-plan
- donner des positions aléatoires aux galaxies d'avant-plan

Pour chacune des situations décrites ci-dessus, la fonction de vraisemblance ne présente pas de maximum.

7.2 Etude de A1763

Le catalogue complet contient 9858 galaxies, 2212 d'avant-plan et 7646 galaxies d'arrière-plan. La Figure 7.1 illustre la procédure de weak lensing permettant d'étudier l'amas de galaxies. On y voit l'image complète provenant de la caméra *CFH12k*, un zoom de cette image dans la partie centrale (5×5 arcmin² autour du centre de l'amas). On inclut aussi dans cette illustration une carte de shear, dans laquelle chaque baton-

net est une estimation du cisaillement local ; il correspond à la moyenne des ellipticités des galaxies d'arrière-plan dans une petite région du ciel (80×80 arcsec², soit environ 20 à 30 galaxies par boîte) ; l'étoile correspond au centre visuel de l'amas, le premier cercle a un rayon de 200'' (limite du régime de strong lensing), le deuxième et le troisième cercle sont dotés d'un rayon égal à 700'' et 1200''. Finalement, on présente le profil de shear correspondant. A partir de ce profil de shear, Sébastien Bardeau est capable d'estimer les paramètres d'un modèle décrivant l'amas de galaxies (voir Section 2.6). C'est ce modèle que je vais utiliser pour décrire la composante de l'amas utilisée dans l'analyse *galaxy-galaxy lensing* (voir Section 5.2.5). Ces Figures ont été réalisées par Sébastien Bardeau et concernent l'amas A1763. Les mêmes Figures pour chacun des amas étudiés sont disponibles dans la thèse de Sébastien Bardeau ([5]).

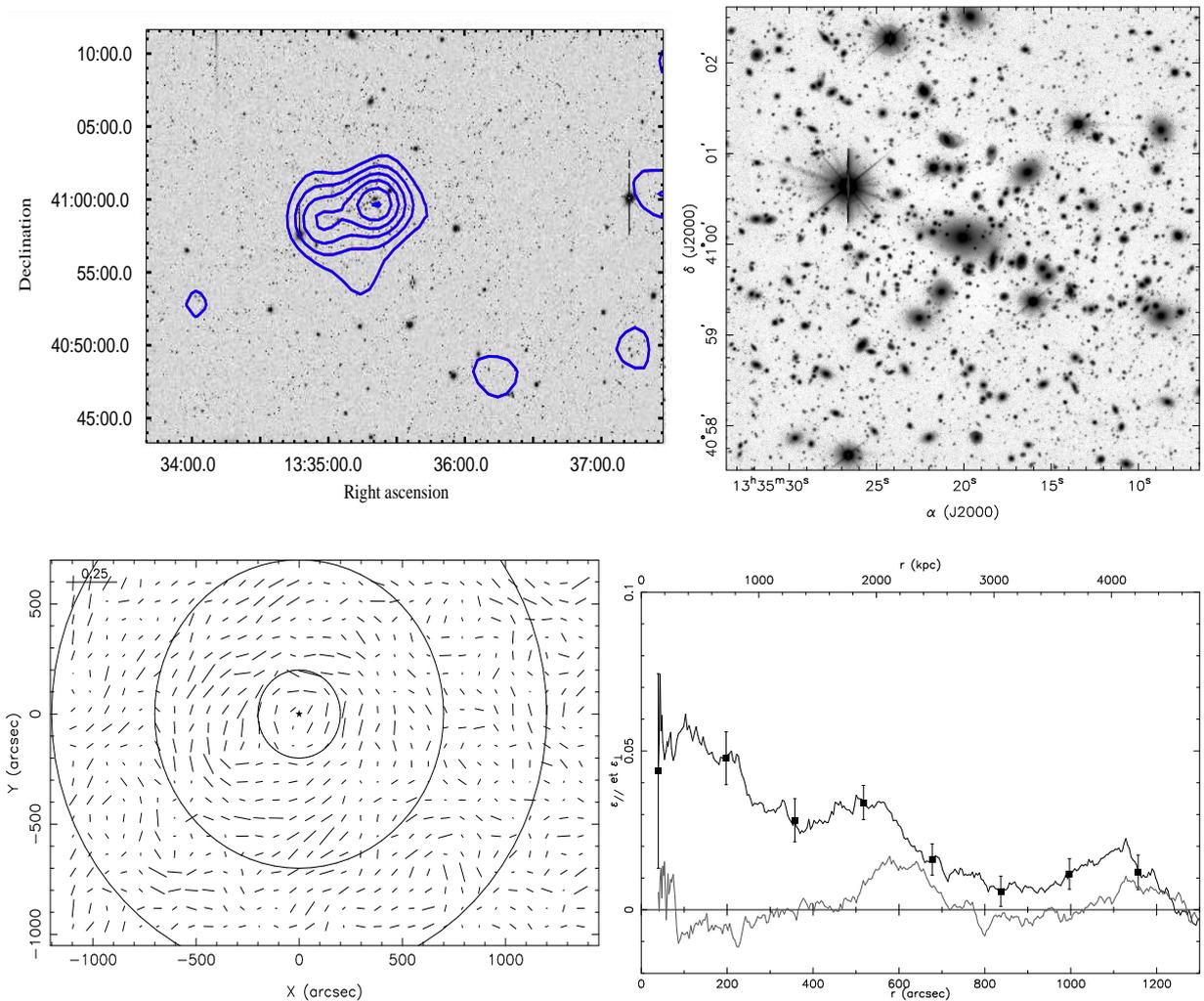


FIG. 7.1 – Haut à gauche : image du cliché de A1763, dans la bande R : le Nord est en haut, l'Est à droite. Les contours représentent la reconstruction de masse déduite du logiciel *LensEnt2* (Marshall et al., 2003 [77]). Haut à droite : zoom de cette image dans la partie centrale de l'amas (5×5 arcmin² autour du centre de l'amas). Bas à gauche : carte de shear correspondant au cliché complet : chaque batonnet correspond à la moyenne des ellipticités des galaxies d'arrière-plan dans une petite région du ciel. Les cercles ont un rayon égaux à 200'', 700'' et 1200''. Bas à droite : profil de shear correspondant : en gris, déformations radiales, en noir, déformations tangentielles (voir Section 2.6).

7.2.1 Dans le plan (σ_0, r_{cut})

La Figure 7.2 présente la détection obtenue pour le catalogue entier correspondant au champ de A1763 dans le plan (σ_0, r_{cut}) pour un profil *PIEMD* (gauche). Le graphe de droite correspond au cas où l'on n'inclut pas la composante de l'amas dans l'analyse. Les lignes en pointillés correspondent aux isocontours de masse calculée dans une ouverture de 100 kpc. La composante de l'amas est la suivante : profil *PIEMD*, $\sigma_0=1000$ km/s, $r_{cut}=1000$ kpc et $r_{core}=70$ kpc. Elle provient de l'analyse weak shear menée par Sébastien Bardeau sur le cliché de A1763. La dispersion de vitesses déduite quand on omet la composante de l'amas est légèrement plus grande comme on pouvait s'y attendre : en raison de l'absence de la composante de l'amas, l'analyse va porter plus de masse dans les galaxies. La différence en σ_0 (environ 20 km/s) se traduit par une différence de masse projetée dans une ouverture de 100 kpc égale à $5 \cdot 10^{10} M_\odot$ pour un halo galactique. Dans la suite, les résultats présentés tiennent compte de la présence de la composante de l'amas.

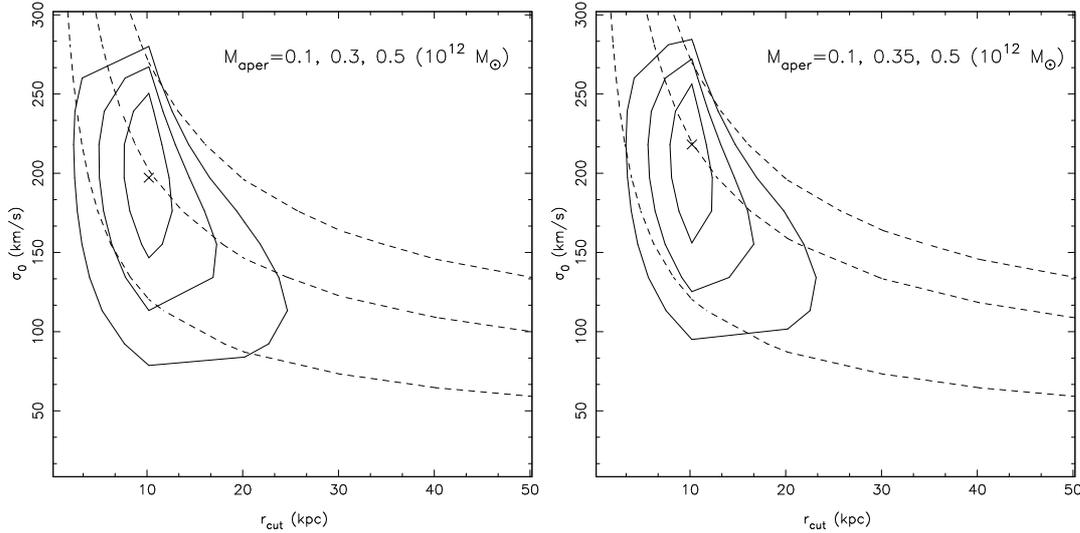


FIG. 7.2 – Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle *PIEMD*, R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ et les lignes en pointillés correspondent aux isocontours de masse calculée dans une ouverture de 100 kpc. Gauche : l'amas est décrit par une grosse lentille (voir texte). Droite : on omet la présence de la composante de l'amas dans l'analyse

7.2.2 Dans le plan (M_{aper}, R_{aper})

La Figure 7.3 présente la détection obtenue pour le catalogue entier correspondant au champ de A1763, dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) , en utilisant un profil *PIEMD*. On trouve une masse de l'ordre $0.3 \cdot 10^{12} M_\odot$ pour une galaxie dotée d'une luminosité L^* . Ceci se traduit par un rapport masse sur luminosité égal à 19_{-6}^{+16} (3σ), en unités solaires.

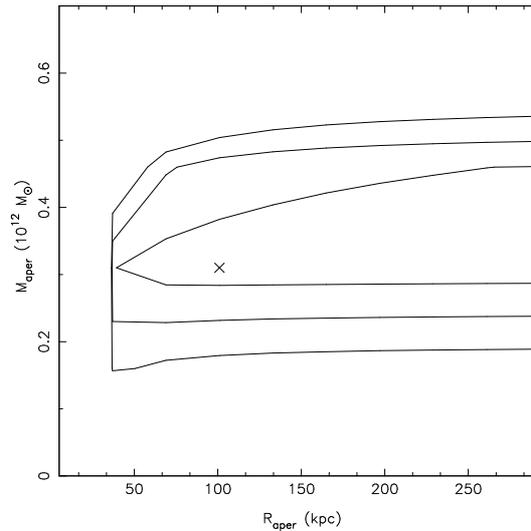


FIG. 7.3 – Résultats de l’analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) , modèle *PIEMD*, R_{max} de l’ordre d’une centaine d’arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ

7.2.3 Profil *NFW*

La Figure 7.4 présente la détection dans le plan (σ_s, r_s) , pour un profil *NFW*. L’examen de cette Figure montre que les contraintes obtenues sur la dispersion de vitesses sont très larges ; cette détection permet uniquement de mettre une borne supérieure à l’extension du halo de matière noire paramétrisé par un profil *NFW* : on a $r_s \leq 2.5$ kpc (contrainte à 3σ).

En terme de concentration c , la détection donne $c \simeq 24$: la figure 7.6 donne $r_{200} \simeq 20'' \simeq 60$ kpc pour un redshift de 0.2.

Comparons les profils de shears réduits (n’oublions pas qu’il s’agit du signal auquel on est sensible) pour trois modèles ajustant correctement les déformations : on remarque qu’entre $5''$ et $100''$ (domaine où on est sensible, voir Figure 5.10), les trois profils de shears réduits sont comparables ; il n’est donc pas surprenant que l’on ne parvienne pas à distinguer entre ces profils et par conséquent que les contours de vraisemblance présentent une telle dégénérescence.

7.2.4 Profil *PL*

La Figure 7.5 présente la détection dans le plan (σ_0, α) , pour un profil *PL*. On a vu au Chapitre 5 que ce modèle ne nous permettait pas de porter de contraintes sur la dispersion de vitesses telle qu’elle est définie pour le profil *PL*, et qu’il ne faut pas avoir confiance dans la dispersion de vitesses ajustée par ce profil (ici de l’ordre de quelques milliers de km/s). Cette détection permet uniquement de mettre une borne supérieure sur l’exposant de la distribution de masse paramétrisée par un profil *PL* : on a $\alpha \leq 0.1$ (contrainte à 3σ). Rappelons que le cas $\alpha=0$ correspond au cas sphère isotherme avec rayon de cœur, et que $\alpha > 0$ définit des densités de matière plus piquées que le cas isotherme. Une fois encore, on peut remarquer que la dégénérescence dans les paramètres est plus importante dans le cas de l’ajustement à

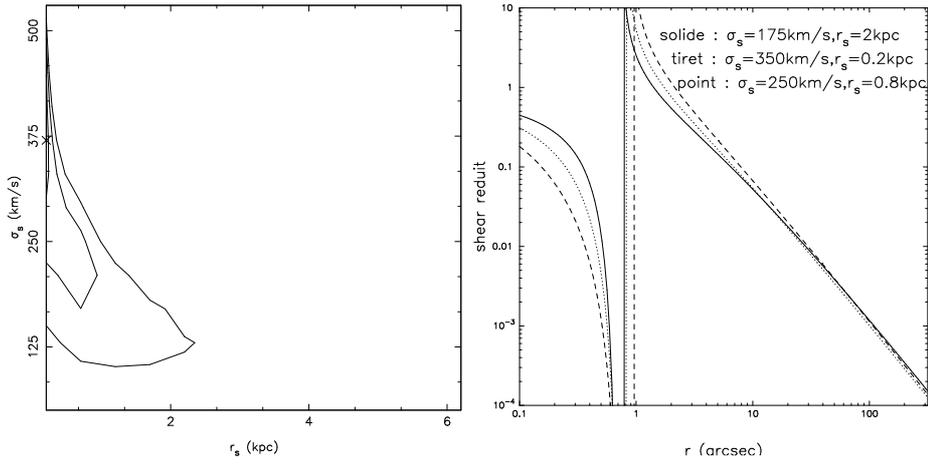


FIG. 7.4 – Gauche : résultats de l’analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_s, r_s) , modèle NFW , R_{max} de l’ordre d’une centaine d’arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ . Droite : comparaison des profils de shears réduits pour trois modèles NFW qui ajustent correctement les déformations

l’aide d’un profil $PIEMD$. Les profils de shears réduits correspondant à deux modèles ajustant correctement les déformations sont comparables.

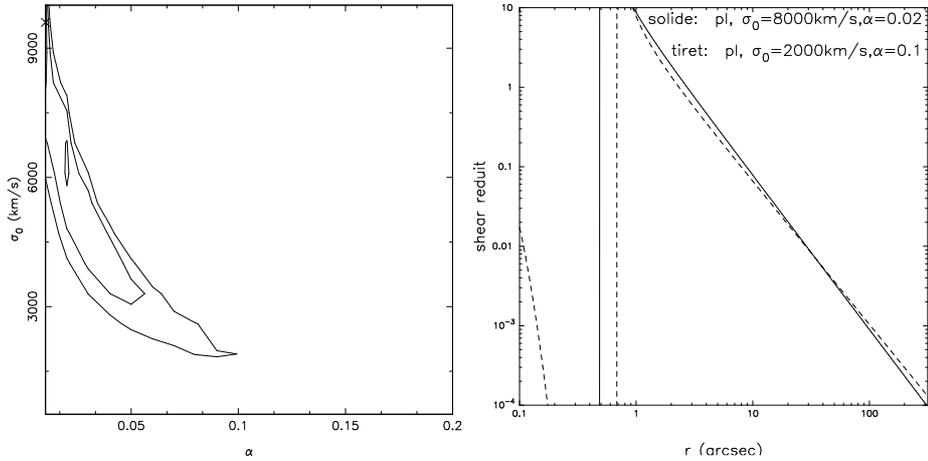


FIG. 7.5 – Gauche : résultats de l’analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, α) , modèle PL , R_{max} de l’ordre d’une centaine d’arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ . Rappelons qu’il ne faut pas avoir confiance dans les contraintes portées sur σ_0 . Droite : comparaison des profils de shears réduits pour deux modèles PL ajustant les déformations correctement

7.2.5 Cohérence des différentes détections

Comparons les profils de shears réduits correspondant aux détections obtenues avec chacun des trois profils, il s’agit de : $\sigma_0=200\text{km/s}$, $r_{cut}=10$ kpc pour le profil $PIEMD$, $\sigma_s=350\text{km/s}$, $r_s=0.2$ kpc pour le profil NFW , et $\sigma_0=2000\text{km/s}$, $\alpha=0.1$ pour le profil PL . La Figure 7.6 montre qu’ils sont comparables : ceci indique que l’on ne

parvient pas à contraindre le profil des halos de matière noire des galaxies, c'est à dire si celui-ci est plus proche d'un profil *NFW* que d'un profil *PL* ou *PIEMD* : il y a une dégénérescence quand au type de profil. Ceci dit, on peut remarquer que les paramètres *PIEMD* sont mieux contraints que les paramètres des autres profils.

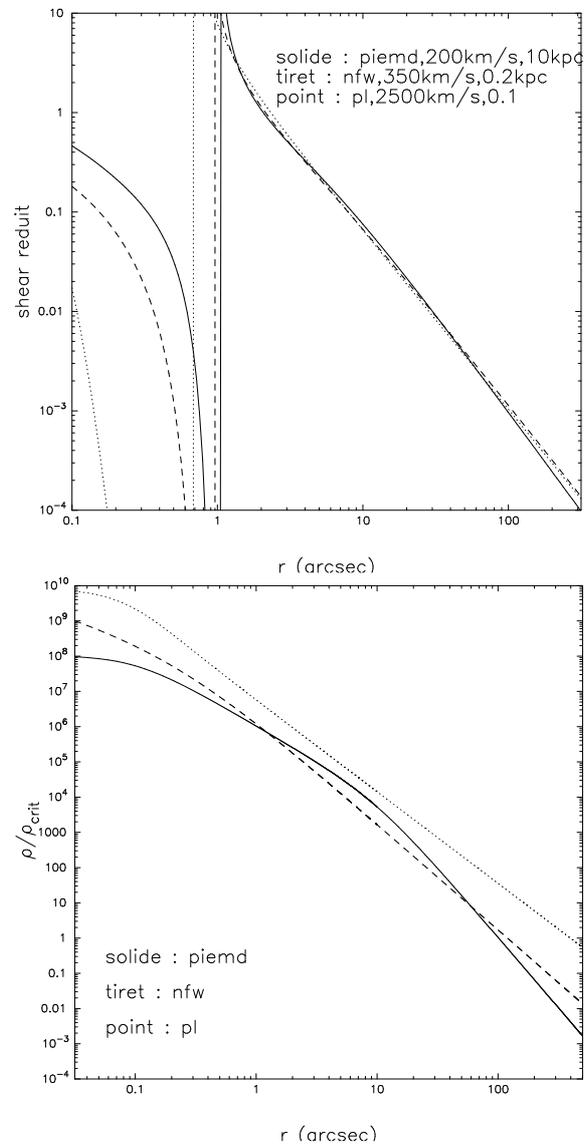


FIG. 7.6 – Comparaison des profils de shears (gauche) et de densité (droite) correspondant aux différents modèles ajustant au mieux les déformations

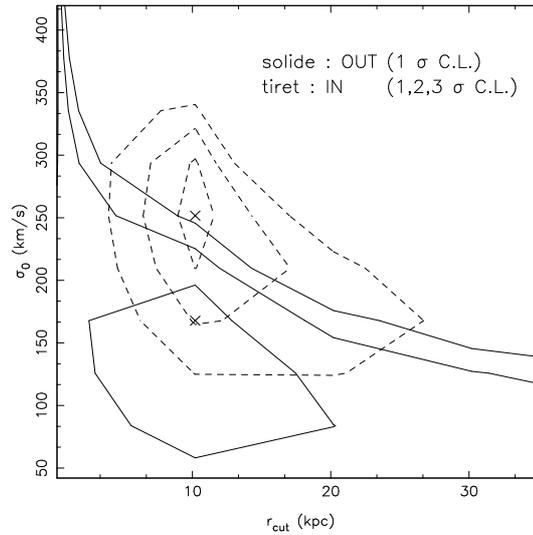


FIG. 7.7 – Influence de l’environnement local sur les résultats. Le contour en ligne solide correspond au catalogue *OUT*, et le contour en pointillé correspond au catalogue *IN*.

7.3 A1763 : Influence de l’environnement local

Les clichés de la caméra *CFH12k* sont très larges (Chapitre 6). Par conséquent, on peut couper l’image en sous-images et obtenir des sous-catalogues. L’idée sous-jacente à ces découpages est d’étudier des régions de densités différentes.

7.3.1 *IN* & *OUT*

On a découpé l’image en deux : une partie (*IN*) correspondant à un cercle de 2Mpc ($\simeq 600$ arcsecondes) centré sur le centre de l’amas, qui correspond à la partie centrale de l’amas, et une partie (*OUT*) correspondant au complémentaire de la première partie, et qui correspond à des régions de densité de matière plus faible. La partie *OUT* regroupe les régions comprises entre 2 Mpc et environ 4 Mpc du centre de l’amas. La détection dans le catalogue *IN* est meilleure que celle du catalogue *OUT* : les contours à 3σ se ferment dans le *IN* alors que seul un contour à 1σ est trouvé dans la partie *OUT*. Pourtant, le catalogue *IN* contient moins d’objets que l’autre : Le catalogue *IN* comporte 3453 galaxies, 794 lentilles et 2659 galaxies d’arrière-plan ; le catalogue *OUT* comporte 6406 galaxies, 1484 galaxies d’avant-plan et 4922 objets d’arrière-plan. La Figure 7.7 montre les résultats : les galaxies du catalogue *OUT* sont trouvées moins massives que les galaxies du catalogue *IN*.

7.3.2 Par tranche en distance projetée

Découpons le catalogue complet par tranche en distance projetée au centre de l’amas (R). Cela donne 5 catalogues correspondant aux domaines en R suivants : $[0-500'']$, $[200'',700'']$, $[400'',900'']$, $[600'',1100'']$, $[800'',1300'']$. La Figure 7.8 montre les résultats. Notons que ces 5 catalogues contiennent environ le même nombre d’objets, c’est à dire autour de 2000.

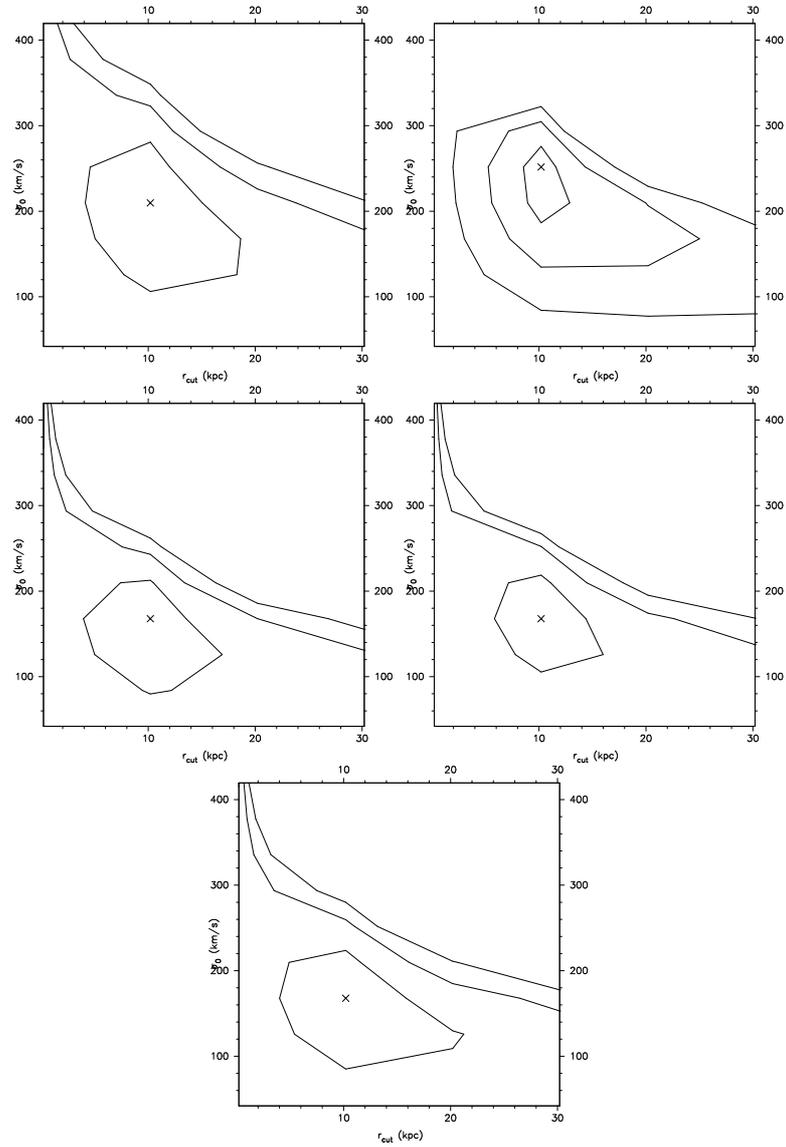


FIG. 7.8 – Influence de l'environnement local sur les résultats. Catalogues coupés par tranches en distance projetée au centre de l'amas, R , en arcsecondes. La taille moyenne du dernier intervalle est de l'ordre de 4 Mpc. De gauche à droite : (0-500), (200-700), (400-900), (600-1100), (800-1300)

7.3.3 Conclusions

La tendance à ajuster une dispersion de vitesses plus élevée dans la partie centrale du cliché est peu significative statistiquement et elle est basée sur les résultats portant sur un amas seulement. Les découpages effectués ne permettent pas de tirer des conclusions sérieuses quand à l'influence de l'environnement local sur les propriétés des galaxies : les galaxies semblent dotées de halos comparables, quelle que soit leur distance projetée au centre de l'amas, comprise entre 0 et 4 Mpc. On verra à la section 7.5 que l'on retrouve le même genre de conclusion lorsque l'on regroupe les résultats obtenus sur les 5 amas.

Des contraintes plus fortes pourraient être obtenues en regroupant davantage de statistique afin de pouvoir soit confirmer cette tendance de façon plus significative, soit la réfuter. Plusieurs solutions sont envisageables : à partir du sol, on a besoin d'un grand champ pour obtenir suffisamment de statistique, et une bonne qualité d'image. Depuis l'espace, on pourrait regrouper des poses plus profondes et de meilleure qualité. Des observations grand champ sont envisageables en faisant des mosaïques, ou bien en utilisant une caméra grand champ depuis l'espace, comme le futur *SNAP*.

7.4 Les autres détections

Nous allons présenter les détections obtenues pour les autres amas amenant à un signal statistiquement fiable ($> 1\sigma$) ; tout d'abord avec le profil *PIEMD* dans le plan (σ_0, r_{cut}) et (M_{aper}, R_{aper}) , puis avec les profils *NFW* et *PL*. Les Figures 7.9, 7.10, 7.11 et 7.12 montrent les résultats obtenus. L'ensemble de ces résultats seront résumés dans le tableau 7.4.1. Nous présenterons ensuite la détection marginale sur l'amas A1689 obtenue à l'aide d'un profil *PIEMD*, et la borne supérieure que l'on peut mettre sur la masse d'ouverture.

7.4.1 Détections significatives ($> 1\sigma$)

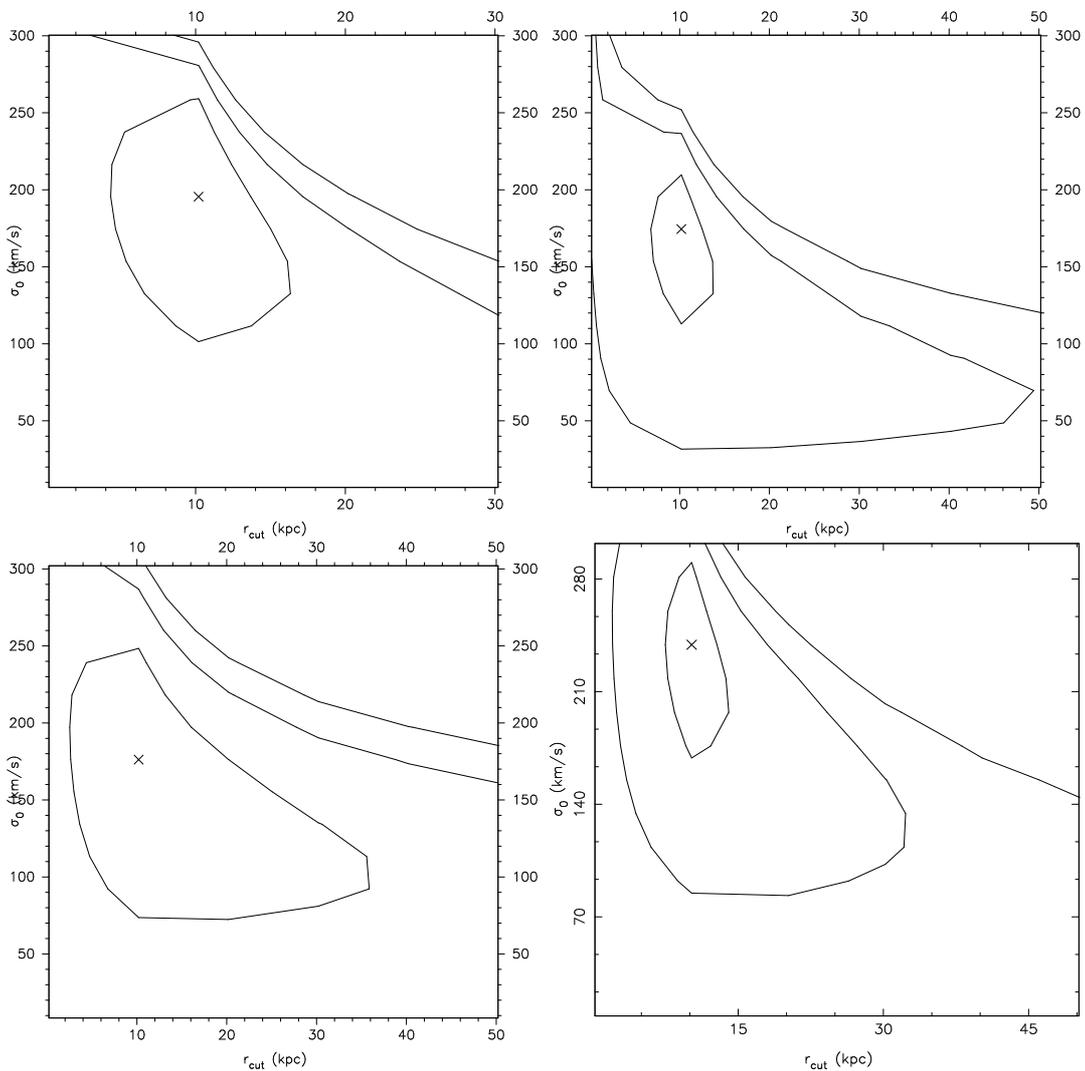


FIG. 7.9 – Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle *PIEMD*, R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ

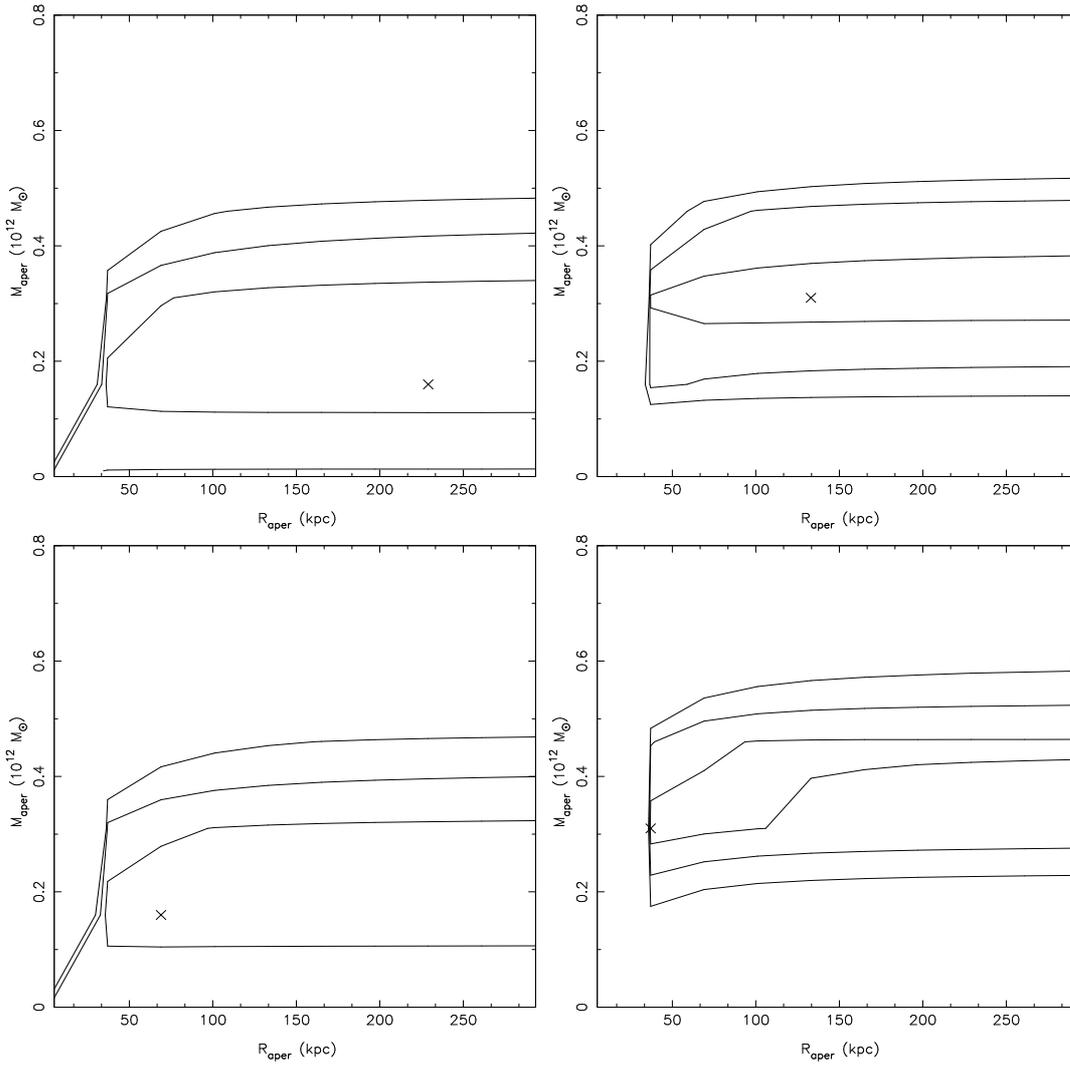


FIG. 7.10 – Résultats de l’analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) , modèle *PIEMD*, R_{max} de l’ordre d’une centaine d’arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ

7.4.2 Discussion

Les Figures 7.9, 7.10 et 7.11 présentent des détections qui sont comparables avec celles obtenues sur l’amas A1763, bien qu’elles soient moins significatives statistiquement. On pouvait s’attendre à un tel résultat car nous étudions des galaxies appartenant à des amas de galaxies présentant des caractéristiques proches.

Concernant les détections obtenues avec le profil *PL*, on peut être surpris par les dispersion de vitesses ajustées, de l’ordre de quelques milliers de km/s. Rappelons-nous des résultats des simulations qui nous disent de ne pas avoir confiance en la dispersion de vitesses telle qu’elle est définie dans le cas du profil *PL*. Le profil *PL* permet uniquement de contraindre le paramètre α , relié à la pente de la distribution de masse.

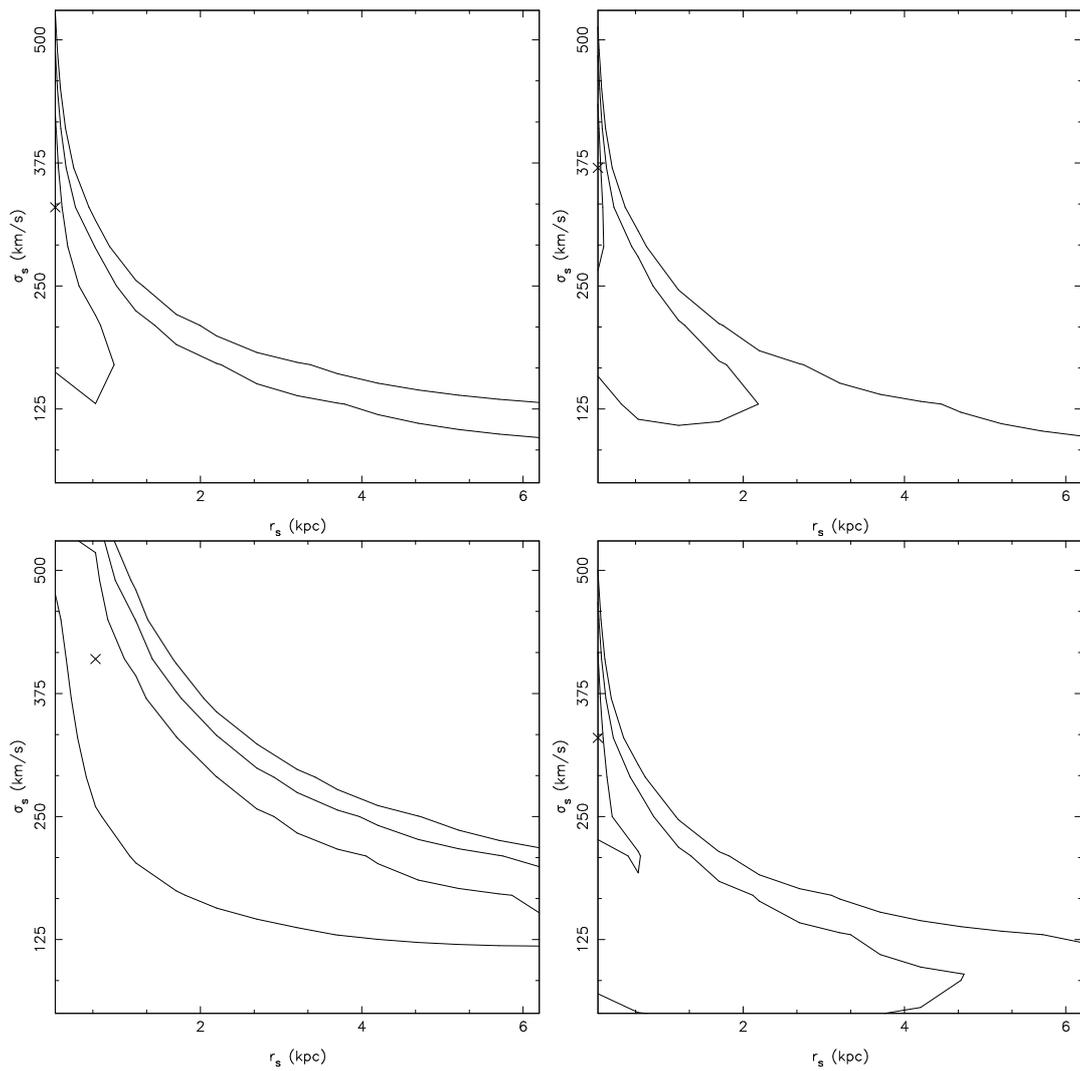


FIG. 7.11 – Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_s, r_s) sur chaque catalogue, modèle NFW , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ

7.4.3 Détection marginale ($< 1\sigma$) sur A1689

La Figure 7.13 montre le résultat.

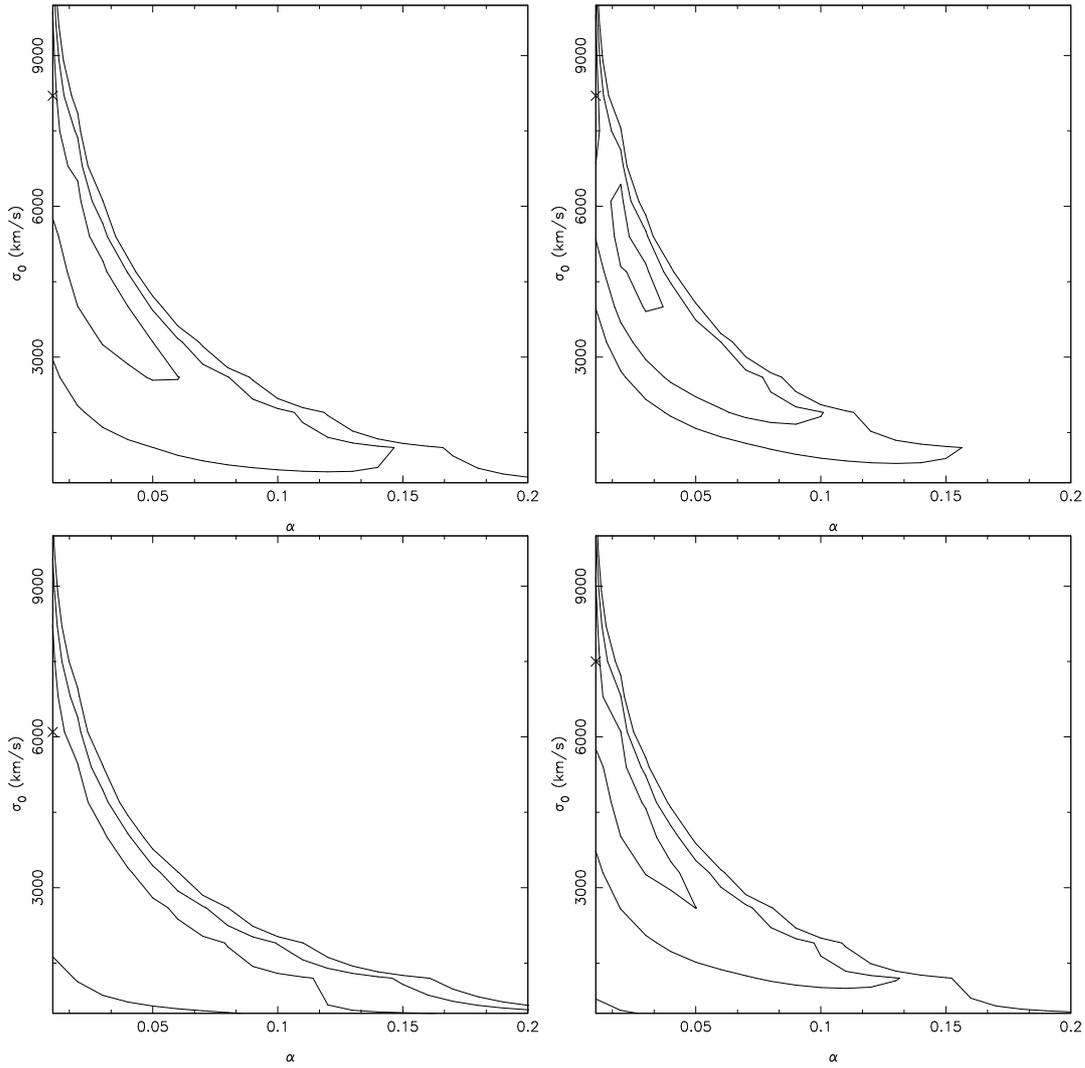


FIG. 7.12 – Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, α) sur chaque catalogue, modèle PL , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3 σ

Amas	σ_0^* , km/s (PIEMD)	r_{cut}^* , kpc(PIEMD)	r_s^* , kpc(NFW)	α^* (PL)	(M/L)*
A1763	200_{-125}^{+75} (3σ)	≤ 25 (3σ)	≤ 2.5 (3σ)	≤ 0.1 (3σ)	19_{-6}^{+16} (3σ)
A1835	240_{-150}^{+100} (2σ)	≤ 32 (2σ)	≤ 5 (2σ)	≤ 0.2 (3σ)	20_{-6}^{+18} (3σ)
A2218	200_{-100}^{+65} (1σ)	≤ 18 (1σ)	≤ 1 (1σ)	≤ 0.15 (2σ)	13_{-12}^{+10} (2σ)
A383	175_{-140}^{+75} (2σ)	≤ 50 (2σ)	≤ 2.2 (2σ)	≤ 0.15 (3σ)	20_{-10}^{+13} (3σ)
A2390	180_{-100}^{+70} (1σ)	≤ 36 (1σ)	≤ 7 (1σ)	≤ 0.15 (1σ)	10_{-4}^{+21} (1σ)

TAB. 7.3 – Résumé des détections et contraintes associées, portant sur une galaxie de luminosité L^* : dispersion de vitesses dérivée d'un profil $PIEMD$ exprimée en km/s; bornes supérieures sur l'extension du halo de matière noire exprimée en kpc, pour des profils $PIEMD$ et NFW ; borne supérieure sur l'exposant de la distribution de masse (profil PL); et rapport masse sur luminosité, exprimé en unités solaires. La masse correspond à la masse totale dérivée d'un profil $PIEMD$, et la luminosité est évaluée dans la bande R

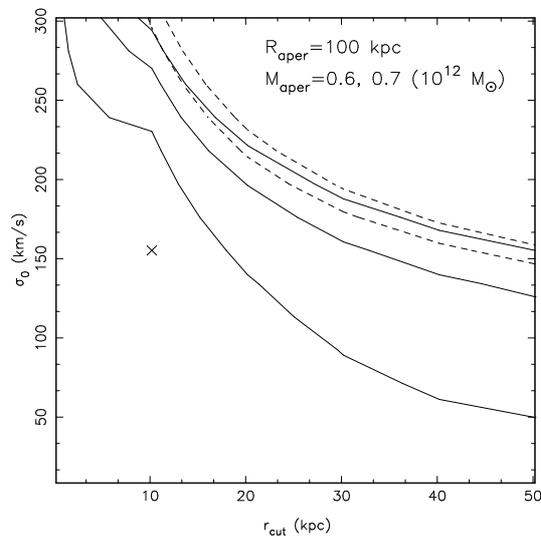


FIG. 7.13 – Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle *PIEMD*, R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A1689. Les lignes en traits pleins représentent des contraintes à $1, 2$ et 3σ . Les lignes en pointillés définissent les modèles pour lesquels la masse calculée dans 100 kpc est constante, égale à la valeur indiquée sur le graphe. On voit que cette détection permet uniquement de porter une borne supérieure sur la masse calculée dans une ouverture de 100 kpc, égale à environ $0.7 \cdot 10^{12} M_{\odot}$.

7.5 Les 5 amas ensemble

Nous disposons donc de 5 amas pour lesquels un signal statistiquement valable est observé ($> 1\sigma$). Ces 5 amas ont des caractéristiques physiques assez proches (voir tableau 7.1). C'est d'ailleurs là un des avantages de notre échantillon : regrouper des amas de galaxies homogènes. On peut donc considérer que d'une image à l'autre, les galaxies lentilles sont comparables et qu'il est licite d'accumuler les résultats obtenus sur les 5 amas afin d'obtenir davantage de statistique. D'ailleurs, les Figures 7.2 et 7.9 montrent que les détections obtenues sur chaque amas sont comparables.

Soit $\mathcal{L}_i(\sigma_0, r_{cut})$ la fonction de vraisemblance correspondant à un amas i , et utilisent le profil *PIEMD*. On va définir une fonction de vraisemblance \mathcal{L}'' en multipliant les contributions correspondant à chaque amas :

$$\mathcal{L}''(\sigma_0, r_{cut}) = \prod_{i=1}^{i=5} \mathcal{L}_i(\sigma_0, r_{cut}) \quad (7.1)$$

La Figure 7.14 montre les résultats obtenus en considérant les 5 catalogues complets correspondant aux clichés entiers, puis les résultats obtenus en considérant les 5 catalogues *IN* et les 5 catalogues *OUT* (le découpage est le même que celui défini en 7.3.1).

Considérant la détection correspondant aux catalogues complets, on voit que l'on retrouve une détection compatible avec les détections individuelles obtenues sur chaque amas. Les contraintes sont plus fortes que pour un amas seul, en raison de la statistique qui se trouve augmentée. L'examen des graphiques correspondant aux régions *IN* et *OUT* montre à nouveau une tendance comparable à celle trouvée pour A1763, mais cette tendance a un poids statistique plus important : les descriptions des halos sont compatibles entre elles, quelle que soit la région considérée. Autrement dit, nous ne voyons pas de différence entre les halos de galaxies présents dans la partie centrale de l'amas et les halos de galaxies présents dans la partie périphérique de l'amas.

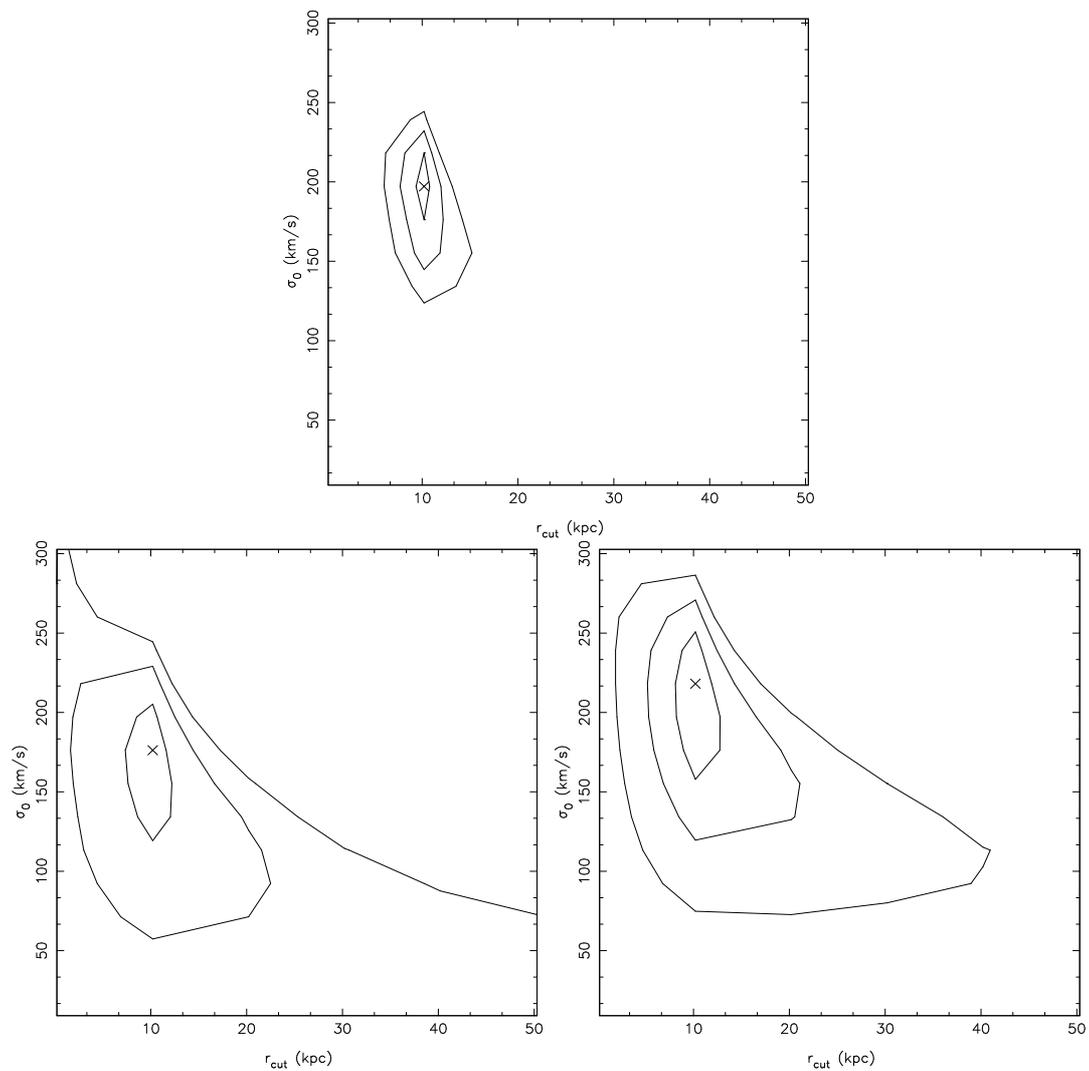


FIG. 7.14 – $\mathcal{L}''(\sigma_0, r_{cut})$ obtenus en regroupant les contraintes déduites sur l'ensemble des amas pour lesquels on a une détection significative. De haut en bas et de gauche à droite : pour les catalogues complets, pour les catalogues *IN*, et pour les catalogues *OUT*. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3 σ

7.6 Discussion

7.6.1 Rayons de coupure et pente de la distribution de matière

Les résultats présentés mettent en évidence un comportement clair et en accord avec les résultats disponibles dans la littérature et obtenus avec des techniques similaires (Section 3.2) : les galaxies d'amas sont tronquées par rapport à des galaxies de champ de luminosité équivalente, en accord avec les résultats des simulations numériques [46] : en se rassemblant en amas, les galaxies interagissent fortement et par des forces de marées colossales, elles perdent des morceaux de leur halo de matière noire, nourrissant celui de l'amas. En effet, les résultats portant sur les cinq amas mettent une limite supérieure sur le rayon de coupure assez faible, inférieure à 20 kpc (contrainte à 3σ , Figure 7.14). Les dispersions de vitesses ajustées quant à elles sont comprises entre 175 km/s et 240 km/s (tableau 7.4.1), c'est à dire des valeurs raisonnables de dispersion de vitesses et comparables à des estimations obtenues à l'aide de méthodes plus traditionnelles (Chapitre 1).

Cette comparaison des rayons de coupures entre les galaxies de champ et les galaxies d'amas a été faite à l'aide du profil *PIEMD* : mes résultats imposent des rayons de coupure inférieurs à une vingtaine de kpc pour les galaxies d'amas, alors que dans le champ, seul Hoekstra ([52], [53]) a réussi à poser une limite supérieure sur l'extension des halos, cette limite étant de l'ordre de quelques centaines de kpc, et les autres études de galaxies de champ ne trouvent pas de limite à cette extension.

Une telle comparaison est aussi rendue possible en utilisant le profil *NFW*. Dans leur étude, Hoekstra et al., 2003 [53] utilisent aussi un profil *NFW* pour ajuster les déformations dues à des galaxies de champs et trouvent une masse $M_{200} = (8.8 \pm 0.7)10^{11}h^{-1}M_{\odot}$, et un rayon caractéristique $r_s = 16.7_{-3.0}^{+3.7}h^{-1}\text{kpc}$, ce qui donne, utilisant $H_0=65$ km/s/Mpc, une borne supérieure sur l'extension d'un halo : $r_s \leq 30\text{kpc}$ pour une galaxie de luminosité L^* . Si l'on compare ce résultat à ceux de mon étude pour lesquels $r_s \leq 7\text{kpc}$, on retrouve la même conclusion : les galaxies d'amas sont dotées d'un rayon caractéristique plus petit que les galaxies de champ. L'étude de Hoekstra et al. montre elle aussi la différence entre rayon caractéristique chez un profil *NFW* et un profil *PIEMD* ou *TIS* : ils trouvent pour ces galaxies de champ $r_{cut} = 185_{-28}^{+30}\text{kpc}$, soit des valeurs plus importantes que pour l'ajustement *NFW* : pour un profil de masse donné, le rayon caractéristique *NFW* est bien plus petit que le rayon caractéristique *PIEMD* ou *TIS* (voir aussi le travail de simulation présenté à la section 5.5.3 qui amène à la même conclusion).

Les contraintes apportées sur l'exposant de la distribution de masse rendues possibles grâce au profil *PL* montrent que les profils des galaxies sont compatibles avec un profil de sphère isotherme, correspondant au cas *PL* où $\alpha=0$, mais ces résultats montrent aussi qu'un profil plus pentu est envisageable : on trouve une limite supérieure sur α pour l'ensemble des galaxies d'amas égale à 0.2.

7.6.2 Comparaisons avec d'autres études

Comparons les résultats obtenus à l'aide du profil *PIEMD* dans le plan (σ_0, r_{cut}) avec les résultats de Natarajan et al. [96] qui étudient des amas à $z \simeq 0.2$, en particulier les amas A2218 et A2390, et qui utilisent le même profil de masse dans leur analyse.

La Figure 7.15 montre les résultats : en gris sont représentés mes résultats, et en noir les résultats de Natarajan et al. Malgré les différences de données (Chapitre 3), on trouve des résultats en très bon accord. Concernant la masse totale des halos, si l'ordre de grandeur est bien retrouvé, mes résultats donnent une estimation des masses des halos plus petite. Si Natarajan et al. trouvent, pour A2218, une masse de $1.4 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, j'estime celle-ci à environ $0.2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. En ce qui concerne A2390, Natarajan et al. trouvent une masse de l'ordre de $0.6 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ alors que je l'estime aussi à environ $0.2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. N'oublions pas que les études de Natarajan et al. se font dans les parties très centrales des amas, à partir de données *HST*, alors que nous travaillons sur de grandes échelles, en utilisant des données *CFH12k*. Par exemple, l'étude de Natarajan et al. sur A2218 ([95]) concerne 40 galaxies brillantes, 75% d'entre elles se trouvant à l'intérieur du rayon de cœur de l'amas (75kpc), les autres au maximum à 300 kpc du centre de l'amas. Or, on observe une ségrégation en masse dans les régions centrales d'amas de galaxies : les rencontres entre deux objets y sont importantes, ce qui a pour conséquence les fusions et le "cannibalisme" des galaxies. Ceci peut expliquer les différences de masse constatées. Remarquons que je ne suis pas en mesure de faire la même étude que Natarajan et al. à partir de mes données, même si elles concernent les mêmes amas : je n'utilise pas de contraintes provenant d'images multiples dans mon analyse, et par conséquent pour arriver à un signal, j'ai besoin de davantage de statistiques que Natarajan et al. Le nombre d'objets invoqués dans l'analyse serait trop faible pour pouvoir espérer détecter un signal *galaxy-galaxy* lensing.

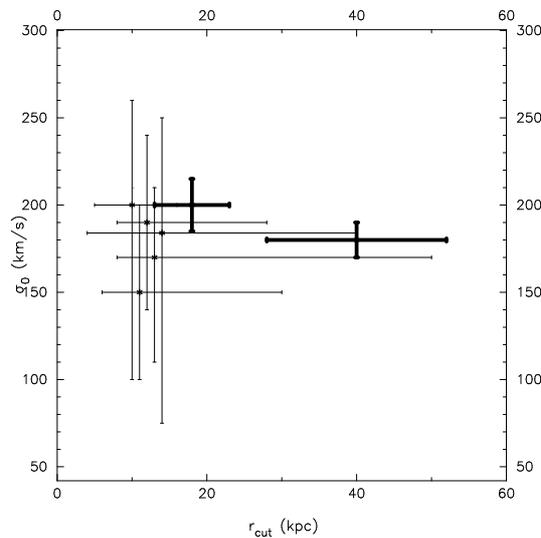


FIG. 7.15 – Comparaison de nos résultats (en gris) avec ceux de Natarajan et al. portant sur les amas A2218 et A2390 (en noir)

Continuons la comparaison de nos résultats avec ceux de Natarajan et al., cette fois-ci en incluant les autres galaxies d'amas étudiées par Natarajan et al. qui sont à des redshifts $z > 0.2$. Il s'agit des amas AC114 à $z=0.31$, Cl2244-02 ($z=0.33$), Cl0024+16 ($z=0.39$) et Cl0054-27 ($z=0.58$). Cette fois-ci encore, l'analyse de maximum de vraisemblance inclut les phénomènes de strong lensing présents sur les clichés *HST*, comme la présence d'arcs gravitationnels, ou bien d'images multiples. La Figure 7.16 illustre cette comparaison. On peut raisonnablement considérer que l'accord est

satisfaisant, vu les différences dans la méthode utilisée aussi bien que dans le type d'images analysées.

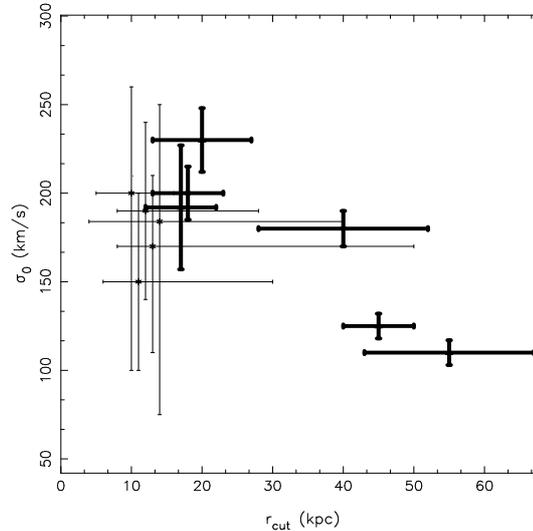


FIG. 7.16 – Comparaison de nos résultats (en gris) avec ceux de Natarajan et al. (en noir) portant sur les amas A2218 et A2390, AC114, C12244-02 ($z=0.33$), C10024+16 ($z=0.39$) et C10054-27 ($z=0.58$)

Intéressons-nous désormais aux résultats de Geiger & Schneider [44] portant sur l'amas C10939+4713 à $z=0.41$. Cette étude elle aussi repose sur une image *HST* profonde, mais les auteurs n'incluent pas de phénomène de strong lensing dans leur analyse. Cette particularité rend cette étude la plus proche de la mienne d'un point de vue de la méthodologie. Il est donc intéressant de comparer nos résultats à ceux de Geiger & Schneider. La Figure 7.17 illustre cette comparaison. On peut tout d'abord remarquer que les contraintes (à 1σ) portées par Geiger & Schneider sont bien moins fortes que celles portées par Natarajan et al. qui utilisent des images comparables. Ce comportement vient en partie du fait que Geiger & Schneider n'incluent pas d'images multiples dans leur analyse. On peut constater sur ce graphique que l'accord sur l'ajustement du rayon de coupure est très bon. Cet ajustement continue à mettre en évidence des galaxies d'amas tronquées par rapport aux galaxies de champ de luminosité équivalente. L'accord sur l'ajustement de la dispersion de vitesses est moins bon mais reste raisonnable, Geiger & Schneider ajustant une dispersion de vitesses (et par conséquent une masse, le rayon de coupure étant du même ordre), plus importante que nous : ils trouvent une masse totale pour les halos de galaxies comprise entre 1.5 et $7.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Cette différence peut une fois de plus s'interpréter par le fait que Geiger & Schneider étudient des galaxies présentes dans les parties centrales de l'amas, où les phénomènes de ségrégation de masse peuvent intervenir.

7.6.3 Influence de l'environnement local

La comparaison des catalogues *IN* et *OUT* ne fait pas apparaître de différences claires entre les halos peuplant la région *IN* et les halos peuplant la région *OUT*, que ce soit dans le cas d'un seul amas (A1763), ou en regroupant les résultats provenant

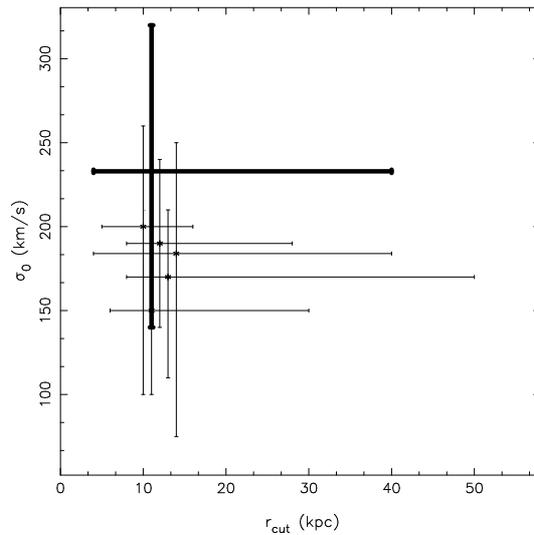


FIG. 7.17 – Comparaison de nos résultats (gris) avec ceux de Geiger & Schneider [44] portant sur l’amas Cl0939+4713 à $z=0.41$ (gras)

des 5 amas. Commençons par remarquer que la frontière d’un amas de galaxies est difficile à définir. Une question que l’on peut se poser dans notre cas est la suivante : les images grand champ *CFH12k* contiennent-elles l’amas tout entier, ainsi qu’une partie du champ, ou bien ne contiennent-elles que l’amas en tant que tel ? Ces données permettent de sonder des zones allant jusqu’à environ 5Mpc du centre de l’amas. Or, Bahcall [4] estime le rayon d’un amas de galaxies riche à environ 5Mpc. Pour ce faire, elle procède à un comptage des galaxies et cherche jusqu’où ce comptage ne présente plus d’excès par rapport à une situation de champ. D’autre part, Ghigna et al. [46] étudient numériquement les propriétés des halos de galaxies évoluant dans un amas dont le rayon de viriel est de l’ordre de 2Mpc, et trouvent un excès de halos de galaxies (par rapport à une situation de champ) jusqu’à une distance du centre de l’amas égale à 4.2 Mpc. Bref, on peut considérer que les régions *IN* et *OUT* appartiennent toutes deux à l’amas de galaxies : la région *IN* correspond à la région virialisée, et la région *OUT* correspond à la région périphérique de l’amas. Reste à savoir si les galaxies périphériques sont en train de tomber dans l’amas pour la première fois ou si elle ont déjà chuté au fond du potentiel de l’amas avant d’en ressortir. Si c’est le cas, ces galaxies auront subi des forces de marées pouvant expliquer la troncature observée.

Mamon et al. [80], en combinant des calculs analytiques et des résultats de simulations à N corps, estiment le rayon de rebond ; c’est-à-dire le rayon auquel une particule qui chute au fond de l’amas peut rebondir. Ils trouvent que ce rayon est inférieur à $2.5 \times R_{\text{viriel}}$. Appliquant leur résultats à l’amas de Virgo pour lequel $R_{\text{viriel}}=1.65$ Mpc, ils déduisent que les galaxies étant passées proches du centre de l’amas dans une époque ultérieure ne peuvent pas se trouver au-delà de 4.1 Mpc du centre de l’amas.

Le rayon de viriel de notre échantillon d’amas de galaxies riches est de l’ordre de 2 Mpc ([5]), on en déduit que les galaxies sont liées gravitationnellement à l’amas jusqu’à une distance au centre de l’amas pouvant s’étendre au delà de 4 Mpc ; au-delà, on est en présence de galaxies qui tombent pour la première fois dans l’amas.

On peut donc considérer que la plupart des galaxies lentilles se trouvant dans le

catalogue *OUT* sont des galaxies ayant expérimenté le potentiel de l'amas de galaxies.

On peut alors évaluer le temps de traversée d'une galaxie dans l'amas : il est légèrement inférieur à 10^9 années [112], alors que l'âge typique d'un amas se formant vers $z=1$ est de l'ordre du tiers du temps de Hubble, soit environ 10^{10} années. La comparaison de ces deux ordres de grandeur montre qu'une galaxie dotée d'une orbite radiale a eu le temps de traverser l'amas une dizaine de fois, et par conséquent de subir des processus très violents dans le centre de l'amas, qui se traduiraient par des arrachements de bouts de halos de matière noire, au profit de celui de l'amas. Un tel processus lui aussi permettrait de conférer aux galaxies un rayon de coupure petit. Ce raisonnement est à compléter par le fait que, dans les simulations numériques, Ghigna et al. trouvent que les orbites radiales, qui favorisent un passage dans les régions centrales de l'amas, sont plus communes que des orbites circulaires. Une telle tendance a déjà été trouvée dans les simulations de van Albada, 1982 [124] qui simulait le processus de relaxation violente tel qu'il peut donner naissance à une galaxie. Les particules intervenant dans ces simulations sont des étoiles, mais on peut faire une analogie avec le cas où les particules sont des galaxies. Un des résultats de cette étude est que le paramètre d'anisotropie tend vers l'unité dans les régions périphériques du système, c'est à dire que les objets se trouvant loin du centre du système sont dotés d'orbites préférentiellement radiales, c'est à dire des orbites qui passent proches du centre du système.

Gill et al., 2004 [48] ont entrepris des simulations numériques d'amas de galaxies dans un cadre cosmologique Λ CDM. Ces simulations sont dotées d'une haute résolution spatiale, en masse ainsi que temporelle, ce qui leur permet d'étudier la dynamique des galaxies satellites des amas. Cette étude est particulièrement intéressante à mettre en valeur avec les résultats de mon analyse *galaxy-galaxy lensing*. En effet, les auteurs s'intéressent à la population de galaxies ayant déjà chuté dans l'amas une ou plusieurs fois et qui se trouvent aujourd'hui à l'extérieur du rayon de viriel, et comparent les propriétés des galaxies en fonction de leur distance au centre de l'amas. Ils trouvent que la moitié des galaxies dotées d'une distance au centre de l'amas comprise entre 1 et 2 fois le rayon de viriel ont déjà pénétré dans le puit de potentiel de l'amas au moins une fois. Cette population de galaxies qui a expérimenté le potentiel de l'amas et les forces de marées associées est dotée de caractéristiques dynamiques différentes de la population de galaxies qui tombent pour la première fois dans l'amas : elles ont pu perdre jusqu'à 80% de leur masse originale. De plus, les auteurs ne voient pas de forte dépendance entre la distance au centre de l'amas et la perte de masse subie par ces galaxies. Ce résultat est en accord avec les résultats de mon analyse *galaxy-galaxy lensing* : les galaxies de la région *IN* ne sont pas distinguables des galaxies de la région *OUT* en terme de masse.

Ce résultat demanderait à être confirmé par des analyses reposant sur des données de meilleure qualité depuis le sol, ou bien même observer depuis l'espace. Une confirmation de ce résultat serait intéressant car il signifierait que les galaxies rattachées à un amas de galaxies forment une population homogène jusqu'à grand rayon ($\simeq 2 R_{\text{viriel}}$).

7.6.4 Non détection dans certains amas

Intéressons-nous à certaines caractéristiques physiques et observationnelles de ces amas et cherchons à les mettre en relation avec la non détection à laquelle on est confronté pour certains amas. On peut s'intéresser au seeing, à la température X , ou encore à la masse totale de l'amas déduite par les études de strong lensing ([119]). Les Figures suivantes illustrent les résultats : en abscisse, on a la caractéristique considérée (seeing, température, ou masse), et en ordonnées la dispersion de vitesses déduite des ajustements *PIEMD* : lorsque celle-ci est nulle, cela signifie que l'on est confronté à une non détection (ou bien à une détection marginale, comme c'est le cas pour A1689). L'examen de ces Figures ne permet pas d'expliquer ces non détections ; elles n'apparaissent pas corrélées avec une caractéristique physique ou observationnelle.

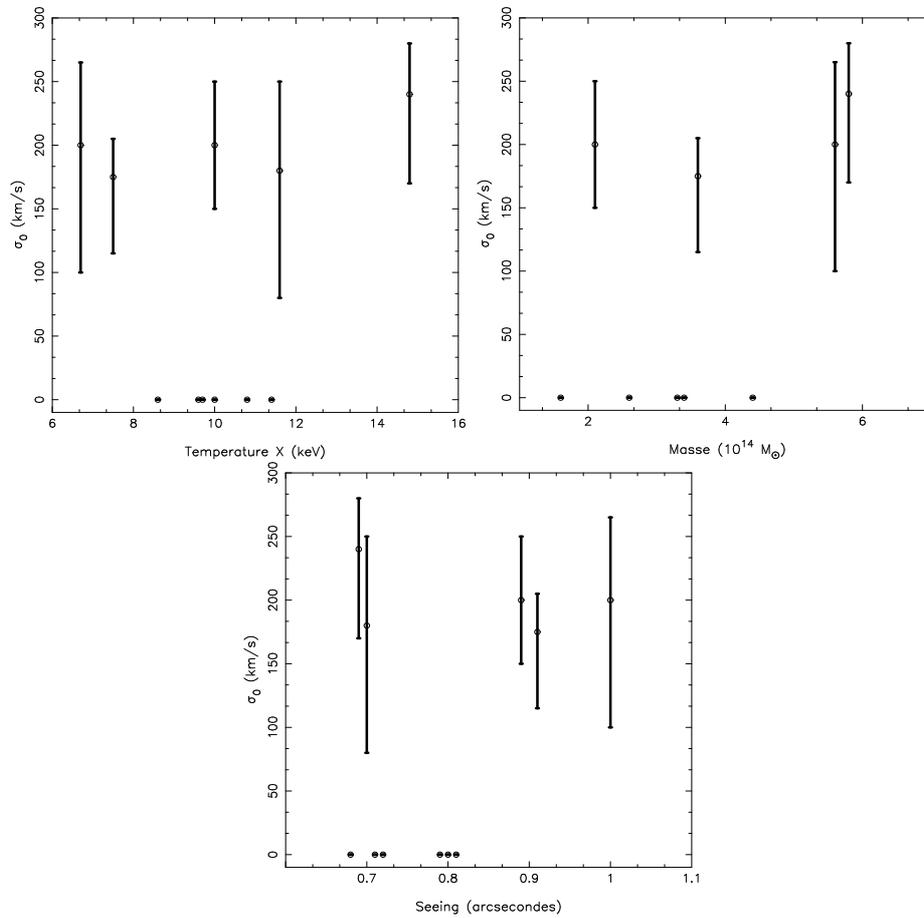


FIG. 7.18 – Caractéristiques physiques et observationnelles des amas et dispersion de vitesses pour un profil *PIEMD*. Lorsque celle-ci est nulle, cela signifie que la détection n'est pas significative

7.7 Conclusions & Perspectives

Commençons par rappeler que le signal de *galaxy-galaxy lensing* est difficile à détecter en raison de sa faiblesse : le shear produit par une galaxie individuelle (de l'ordre de 10^{-3}) est bien plus faible que la largeur de la distribution en ellipticité des galaxies qui est de l'ordre de 0.2 (section 3.1.1). Mesurer la masse d'une galaxie par les déformations qu'elle engendre sur des objets d'arrière-plan n'est pas facile. Malgré tout, on a vu que c'était possible et j'ai posé des contraintes significatives sur la masse calculée dans une ouverture pour des halos de galaxies présents dans le champ d'amas massifs. Pour les galaxies de A383, A1763 et A1835, cette masse est contrainte à 3σ , à 2σ pour A2218 et à 1σ pour A2390.

Malheureusement, seuls 5 amas sur les 11 dont je dispose amènent à une détection significative ($> 1\sigma$). L'échantillon d'amas est homogène et a été observé dans des conditions comparables, et je ne parviens pas à expliquer la non détection à laquelle je suis confronté. Cela ne semble pas venir de l'état relaxé ou non de l'amas.

Les paramètres de ces halos (dispersion de vitesses et rayon caractéristique) sont aussi contraints, à un niveau moindre que les masses d'ouverture, mais tout de même avec un niveau de confiance raisonnable ($> 1\sigma$).

De plus, les ajustements obtenus avec le profil *PL* nous permette de fixer une limite supérieure sur l'exposant de la distribution de masse : $\alpha \leq 0.2$. Rappelons que le cas $\alpha=0.0$ correspond au cas sphère isotherme avec rayon de cœur. Les résultats présentés ici sont compatibles avec un profil de sphère isotherme, mais ils donnent des indications pour des distributions de matière plus piquées que le cas isotherme.

J'ai aussi mis en évidence le fait que de telles études ne me permettaient pas de contraindre le profil des halos de matière noire des galaxies, c'est à dire si celui-ci est plus proche d'un profil *NFW* que d'un profil *PL* ou *PIEMD* : je suis confronté à une dégénérescence quand au type de profil et ne suis capable que de contraindre la masse des halos.

Le tableau 7.3 permet d'être sensible à l'intérêt de la reparamétrisation dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) : Les contraintes portées sur la masse dans une ouverture, et donc sur le rapport masse sur luminosité sont statistiquement plus fortes que celles portées sur la dispersion de vitesses ou sur le rayon caractéristique. Par exemple, dans le cas de A1835, la dispersion de vitesses est contrainte à 2σ alors que la masse est contrainte à 3σ . Le même genre de comportement est vérifié pour les amas A2218 et A383.

Le principal résultat de cette étude est d'apporter une confirmation en plus concernant la tendance pour les galaxies d'amas d'être tronquées par rapport au galaxies de champ isolées. Ce résultat est significatif car il repose sur 5 amas homogènes et ayant des caractéristiques physiques assez proches. De plus, la méthodologie employée a fait l'objet d'une étude théorique dans laquelle on s'est efforcé de faire des simulations réalistes.

L'étude de l'influence de l'environnement local sur les propriétés des galaxies amène au résultat suivant : la population galactique semble homogène, jusqu'à un rayon très grand (de l'ordre de 4 Mpc). Une tentative d'interprétation de ce résultat est présentée, mais nécessiterait une confirmation basée sur des données de meilleure qualité. Depuis le sol, on pourrait améliorer la situation en utilisant la caméra *MEGACAM* montée au foyer du *CFH*, qui a l'avantage par rapport à la *CFH12k* de présenter moins de distortion sur la PSF d'un point à l'autre de la caméra. Depuis

l'espace, on pourrait accumuler des poses afin d'obtenir des images de bonne qualité sur un champ raisonnable : avec des poses *HST/ACS*, on peut constituer une mosaïque, ou bien on pourrait utiliser le futur télescope *SNAP* qui disposera d'un grand champ dans l'optique (1 degré carré).

Une suite intéressante à l'étude présentée ici serait de faire subir la même analyse sur des champs vides, c'est à dire qui ne soient pas dans la périphérie d'un amas de galaxies, et dans lesquels les galaxies lentilles seraient constituées de galaxies isolées, sensée être dotées de rayon de coupure plus grands. Les observations multi-couleurs qui commencent à être obtenues dans le cadre du programme *CFHTLS* pourraient permettre une telle analyse, avec une estimation du redshift photométrique robuste.

Depuis l'espace, des données particulièrement bien adaptées pour l'analyse de champs vides sont bientôt disponibles (moins d'un an) dans le cadre du projet *COSMOS*. Le projet *COSMOS* [23] couvrira deux degrés carrés à l'aide de la caméra ACS, dans la bande I et la bande g. Des observations multi longueur d'onde (du domaine radio jusqu'au X) viendront compléter le survey ACS. On s'attend à environ 2 millions de galaxies, et 100 000 d'entre elles disposeront de données spectroscopiques mesurées avec l'instrument VIMOS au VLT. Il s'agit de données parfaites pour s'attaquer au phénomène de *galaxy-galaxy lensing* dans le champ. De plus, il sera possible de repérer et d'étudier les différents types morphologiques.

J'espère vivement pouvoir réaliser ces études au cours de la suite de mon travail de recherche.

Bibliographie

- [1] Galaxy Evolution in Abell 2390
Abraham R.G. et al., 1996
The Astrophysical Journal, 471 : 694-719
- [2] The DEEP2 Galaxy Redshift Survey : Clustering of Galaxies in Early Data
Alison L. Coil et al., 2004
soumis à The Astrophysical Journal, astro-ph/0305586
- [3] Complex Structure of Galaxy Cluster Abell 1689 : Evidence for a Merger from X-ray Data ?
Anderson K.E. & Madejsky G.M., 2004
The Astrophysical Journal, accepté, astro-ph/0401604
- [4] Clusters of Galaxies
Bahcall Neta A., 1977
ARA&A, 15 : 505
- [5] *Bardeau Sébastien* : Détermination de la distribution de masse d'un échantillon d'amas-lentilles par analyse *weak lensing*
Thèse de l'Université Paul-Sabatier (Toulouse), 2004, en préparation
- [6] A CFH12k lensing survey of X-ray luminous Galaxy Clusters. I : Weak Lensing Methodology - Application to A1689
Bardeau S., Kneib J.P., Czoske O., Soucail G., Smail I. & Ebeling H., 2004
A&A, soumis
- [7] Arcs from a Universal Dark Matter Halo Profile
Bartelmann, Matthias, 1996
Astronomy and Astrophysics, 313 : 697-702
- [8] Bayesian photometric redshift estimation
Benitez Narciso, 1999
Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies, ASP Conference Series, Vol. 191, Edited by Ray Weymann, Lisa Storrie-Lombardi, Marcin Sawicki, and Robert Brunner. ISBN : 1-58381-017-X (1999), p.31, astro-ph/9811189
- [9] Dynamics of galaxies
Bertin G., 2000
Cambridge University Press, ISBN 0-521-47262-8
- [10] SExtractor : Software for source extraction
Bertin E. & Arnouts S., 1996
A & A Suppl. 117 : 393
- [11] Data reduction and error analysis for the physical sciences
Bevington, P.R. & Robinson, D.K., 1992
New York : McGraw-Hill c1992, 2nd ed.
- [12] The luminosity function of galaxies
Binggelli B., Sandage A., & Tammann G.A., 1988
ARA&A, 26 : 509-60
- [13] Galactic dynamics
Binney J. & Tremaine S., 1987
Princeton University Press

- [14] Fermat's principle, caustics, and the classification of gravitational lens images
Blandford R.D & Narajan R., 1986
The Astrophysical Journal, 310 : 569
- [15] The Spheroidal Gravitational Lens
Bourassa R.R., Kantowski R. & Norton T.D., 1973
The Astrophysical Journal, 185 : 747
- [16] Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures
Bolzonella M., Miralles J.M. & Pelló R., 2000
A&A 363 : 476-492
<http://webast.ast.obs-mip.fr/latt/hyperz>
- [17] Weak Gravitational Lensing by Galaxies
Brainerd T.G., Blandford R.D. & Smail I., 1996
The Astrophysical Journal, 466 : 623
- [18] Bayesian Galaxy Shape Estimation
Bridle S.L., Kneib J.P., Bardeau S. & Gull S.F., 2001
Yale Cosmology Workshop, 2001 : The Shapes of Galaxies and their Dark Halos
Editor Priyamvada Natarajan, World Scientific
- [19] Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis
Bruzual G. & Charlot S., 1993
The Astrophysical Journal, 405 : 538
- [20] Galaxy Cluster Virial Masses and Omega
Carlberg R.G., 1996
The Astrophysical Journal, 462 : 32
- [21] The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models
Cole S. & Lacey C., 1996
MNRAS, 281 : 716
- [22] Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies
Coleman D.G., Wu C.C. & Weedman D.W., 1980
The Astrophysical Journal Supplement Series, 43 : 393-416
- [23] COSMOS : Cosmic Evolution Survey
www.astro.caltech.edu/cosmos
- [24] Gravitational Lensing : An Astrophysical Tool
Courbin Frederic & Minitti Dante, 2000
Springer
- [25] *Czoske Oliver* : Observations grand champ d'amas de galaxies
Thèse de l'Université Paul-Sabatier (Toulouse), 2002
<http://www.astro.uni-bonn.de/oczoske/PhD-thesis.pdf>
- [26] Wide-field spectroscopy of A1689 and A1835 with VIMOS : First results
Czoske O., 2004
astro-ph/0403650
- [27] A CFH12k Weak Lensing Survey of X-ray Luminous Galaxy Clusters : I.
Method and application to A963
Czoske O. et al., 2004
En préparation

- [28] Galaxy Dark Matter : Galaxy-Galaxy Lensing in the Hubble Deep Field
Dell'Antonio I.P. & Tyson J.A., 1996
The Astrophysical Journal, 473 : L17
- [29] Critical analysis of the luminosity functions per galaxy type measured from redshift surveys
de Lapparent, V., 2003
A&A, 408 : 845
- [30] Third Reference Catalogue of Bright Galaxies
de Vaucouleurs G. et al., 1991
Springer
- [31] *Ebbels T.* : Galaxy Evolution from Gravitational Lensing Studies with the Hubble Space Telescope
PhD Thesis, University of Cambridge, 1998
- [32] Properties of the X-ray brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample
Ebeling et al., 1996
MNRAS, 281 : 799
- [33] The ROSAT Brightest Cluster Sample (BCS) : The Cluster X-Ray Luminosity Function within $z = 0.3$
Ebeling et al., 1997
The Astrophysical Journal, 479 : L101
- [34] Analysis of a complete galaxy redshift survey. II - The field-galaxy luminosity function
Efstathiou G., 1988
MNRAS, 232 : 431
- [35] Zur allgemeinen Relativitätstheorie
Einstein, A., 1915
Sitzungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, XLIV : 778
- [36] Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie
Einstein A., 1915
- [37] On the definition of distance in general relativity
Etherington I.M.H., 1933
Phil. Mag., 15 :761
- [38] Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies
Faber S.M. & Jackson R.E., 1976
The Astrophysical Journal, 204 : 668
- [39] Weak Lensing with Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data : the Galaxy-Mass Correlation Function to $1 h^{-1}$ Mpc
Fisher Philippe et al. (the SDSS collaboration), 2000
The Astrophysical Journal, 120 : 1198
- [40] On the Disks of Spiral and S0 Galaxies
Freeman, K.C., 1970
The Astrophysical Journal, 160 : 811

- [41] On the Origin of Cusps in Dark Matter Halos
Fukushige T. & Makino J., 1997
The Astrophysical Journal, 477 : L9
- [42] Constraining (Ω , λ) from weak lensing in clusters : the triplet statistics
Gautret L., Fort B., Mellier Y., 2000
A&A, 353 : 10G
- [43] Constraining the Mass Distribution of Cluster Galaxies by Weak Lensing
Geiger Bernhard & Schneider Peter, 1998
MNRAS, 295 : 497
- [44] A simultaneous maximum likelihood approach for galaxy-galaxy lensing and cluster lens reconstruction
Geiger Bernhard & Schneider Peter, 1999
MNRAS, 302 : 118
- [45] Dynamical Family Properties and Dark Halo Scaling Relations of Giant Elliptical Galaxies
Gerhard O. et al., 2001
The Astrophysical Journal, 121 : 1936-1951
- [46] Dark Matter Haloes within Clusters
Ghigna et al., 1998
MNRAS, 300 : 146-162
- [47] Density Profiles and Substructure of Dark Matter Halos : Converging Results at Ultra-High Numerical Resolution
Ghigna S., Moore B., Governato F., Quinn T. & Stadel J., 2000
The Astrophysical Journal, 544 : 616-628
- [48] The evolution of substructure III : the outskirts of clusters
Gill, S.P.D et al., 2004
MNRAS, soumis, astro-ph/0404427
- [49] *Golse Ghislain* : Contraintes Cosmologiques Déduites des Effets de Lentille Gravitationnelle dans les Amas de Galaxies
Thèse de l'Université Paul-Sabatier (Toulouse), 2002
- [50] Weak gravitational lensing around field galaxies in Hubble Telescope survey images
Griffiths R.E., Casertano S., Im M. et al., 1996
MNRAS 282 : 1159
- [51] Elliptical galaxies as gravitational lenses
Hjorth J. & Kneib J.P., 2002
The Astrophysical Journal, soumis
- [52] Lensing by Galaxies in CNOC2 fields
Hoekstra H., Franx M., Kuijken K., Carlberg R.G. & Yee H.K.C., 2003
MNRAS, 340 : 609-622
- [53] Properties of Galaxy Dark Matter Halos from Weak Lensing
Hoekstra H., Yee H.K.C. & Gladders M.D., 2004
The Astrophysical Journal, 606 : 67

- [54] Galaxy-Galaxy Lensing in the Hubble Deep Field : the halo Tully-Fisher Relation at Intermediate Redshift
Hudson M.J., Gwyn S.D.J., Dahle H. & Kaiser N., 1998
The Astrophysical Journal, 503 : 531
- [55] The formation and evolution of clusters of galaxies in different cosmogonies
Huss A., Jain B. & Steinmetz M., 1999
MNRAS, 308 : 1011
- [56] *Jaunsen A.O.* : Gravitational Lensing and Gamma-Ray Burst as Cosmological Probe
PhD Thesis, University of Oslo, 2000
- [57] The mass function of dark matter haloes
Jenkins A.R. et al., 2001
MNRAS, 321 : 372-384
- [58] Elliptic Mass Distributions versus Elliptic Potentials in Gravitational Lenses
Kassiola A. & Kovner I., 1993
The Astrophysical Journal, 417 : 450
- [59] The structure of star clusters. I. an empirical density law
King I.R., 1962
Astronomical Journal, Vol. 67, p. 471
- [60] *Kleinheinrich Martina* : Dark matter halos of galaxies studied with weak gravitational lensing
Thèse de l'Université de Bonn, 2003
- [61] The influence of redshift information on galaxy-galaxy lensing measurements
Kleinheinrich Martina et al., 2003
astro-ph/0404527
- [62] Hubble Space Telescope Observations of the Lensing Cluster Abell 2218
Kneib J.P., Ellis R.S., Smail I., Couch W.J., Sharples R.M., 1996
The Astrophysical Journal, 471 : 643-656
- [63] *Kneib Jean-Paul* : Arcs Multiples et Arclets comme Diagnostic de la Distribution de Matière dans les Amas de Galaxies
Thèse de l'Université Paul-Sabatier (Toulouse), 1993
- [64] Inverting Cluster Gravitational Lenses
Kochanek C.S., 1990
MNRAS, 247 : 135
- [65] Non-baryonic dark matter
Kolb E.W., 2002
XXXVII^e Rencontres de Moriond : Le Modèle Cosmologique, Les Arcs (France)
- [66] The Structure and Dynamics of Luminous and Dark Matter in the Early-Type Lens Galaxy of 0047-281 at $z = 0.485$
Koopmans Léon V.E. & Treu Tommaso, 2003
The Astrophysical Journal, 583 : 606-615
- [67] Concerning the limit on the mean mass distribution of galaxies from their gravitational lens effect
Kovner I. & Milgrom M., 1987
The Astrophysical Journal, 321 : L113

- [68] Photometric and spectroscopic observations of the cluster of galaxies Abell 2390
Leborgne J.F. et al., 1991
A&AS, 88 : 133
- [69] Early results from the VIMOS VLT Deep Survey
Le Fèvre O. et al., 2003
Proceedings of IAU Symposium 216 “Maps of the Cosmos”, Sydney, July 2003,
M. Colless & L. Staveley-Smith Eds. ,astro-ph/0311475
- [70] Merger rates in hierarchical models of galaxy formation
Lacey C. & Cole S., 1993
MNRAS, 262 : 627
- [71] Constraining the Mass Distribution of Galaxies using Galaxy-Galaxy Lensing in
Clusters and in the Field
Limousin Marceau, Kneib Jean-Paul & Natarajan Priyamvada, 2004
MNRAS, soumis, astro-ph/0405607
- [72] Properties of spherical galaxies and clusters with an *NFW* profile
Lokas E.L. & Mamon G.A., 2001
MNRAS, 321 : 155
- [73] Dark matter distribution in the Coma cluster from galaxy kinematics : breaking
the mass-anisotropy degeneracy
Lokas E.L. & Mamon G.A., 2003
MNRAS, 343 : 401-412
- [74] Evolution of the Galaxy Luminosity Function at $z < 0.3$
Loveday J., 2004
MNRAS, 347 : 601-606
- [75] Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems
Lynden-Bell D., 1967
MNRAS, 136 : 101
- [76] Giant Luminous Arcs in Galaxy Clusters
Lynds R. & Petrosian V., 1986
Bull. Am. Astr. Soc., 18 : 1014
- [77] Maximum-entropy weak lens reconstruction : improved methods and application
to data
Marshall P.J. et al., 2002
MNRAS, 335 : 1037-1048
- [78] Galaxies with DENIS : Preliminary star/galaxy separation and first results
Mamon G.A. et al., 1998
astro-ph/9712169
- [79] Theory of galaxy dynamics in cluster and groups
Mamon G.A., 2000
astro-ph/9911333
- [80] The origin of HI-deficiency in galaxies on the outskirts of the Virgo cluster I.
how far can galaxies bounce out of clusters ?
Mamon G.A. et al., 2003
A&A 414 : 445-451

- [81] Early-Type Galaxies, Dark Halos, and Gravitational Lensing Statistics
Maoz D. & Rix H., 1993
The Astrophysical Journal, 416 : 425
- [82] The Mass to Light function of virialized systems and the relationship between their optical and X ray properties
Marinoni C. & Hudson M., 2002
The Astrophysical Journal, 569 : 101-111
- [83] Chronique de l'espace-temps
Mazure Alain, Mathez Guy & Mellier Yannick, 1997
Masson éditeur
- [84] Galaxy Mass and Luminosity Scaling Laws Determined by Weak Gravitational Lensing
McKay T.A., Sheldon E.S. et al., 2001
The Astrophysical Journal, soumis, astro-ph/0108013
- [85] Dynamical Confirmation of Sloan Digital Sky Survey Weak-lensing Scalings Laws
McKay T. A. et al., 2002
The Astrophysical Journal Letters, 571 : L85-L88
- [86] A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies
Milgrom M., 1983
The Astrophysical Journal, 270 : 371-389
- [87] A modification of the Newtonian dynamics - Implications for Galaxy Systems
Milgrom M., 1983
The Astrophysical Journal, 270 : 384
- [88] A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis
Milgrom M., 1983
The Astrophysical Journal, 270 : 365-370
- [89] Gravitational lensing by clusters of galaxies - Constraining the mass distribution
Miralda-Escudé J., 1991
The Astrophysical Journal, 370 : 1
- [90] Cold collapse and the core catastrophe
Moore B. et al., 1999
MNRAS, 310 : 1147
- [91] Collisional versus Collisionless Dark Matter
Moore B. et al., 2000
The Astrophysical Journal, 535 : 21-24
- [92] Lensing by galaxy halos in clusters of galaxies
Natarajan Priyamvada & Kneib Jean-Paul, 1997
MNRAS, 287, 833
- [93] The mass-to-light ratio of early-type galaxies : constraints from gravitational lensing in the rich cluster AC 114
Natarajan Priyamvada, Kneib Jean-Paul, Smail Ian & Ellis Richard, 1998
The Astrophysical Journal, 499 : 600-607

- [94] Two-Dimensional Galaxy-Galaxy Lensing : a Direct Measure of the Flattening and Alignment of Light and Mass in Galaxies
Natarajan Priyamvada & Refregier Alexandre, 2000
The Astrophysical Journal, 538 : L113-L116
- [95] Constraints on the collisional nature of the dark matter from gravitational lensing in the cluster A2218
Natarajan Priyamvada, Loeb Abraham, Kneib Jean-Paul & Smail Ian, 2002
The Astrophysical Journal, 580 : L17-L20
- [96] Evidence for tidal stripping of dark matter halos in massive cluster-lenses
Natarajan Priyamvada, Kneib Jean-Paul & Smail Ian, 2002
The Astrophysical Journal, 580 : L11-L15
- [97] The Structure of Cold Matter Halos
Navarro J., Frenck C. & White S., 1996
The Astrophysical Journal, 462 : 563
- [98] A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering
Navarro J., Frenck C. & White S., 1997
The Astrophysical Journal, 490 : 493
- [99] The inner structure of Λ CDM haloes-III. Universality and asymptotic slopes
Navarro J.F. et al., 2004
MNRAS, 349 : 1039-1051
- [100] A Measurement by BOOMERANG of Multiple Peaks in the Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background
Netterfield C.B. et al., 2002
The Astrophysical Journal, 571 : 604
- [101] *Ota, N.*, Thèse de l'Université de Tokyo, 2001
- [102] Giant Luminous Arcs Discovered in Two Clusters of Galaxies
Paczynski B., 1987
Nature, 325 : 572
- [103] A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey
Peacock, J.A., 2001
Nature, 410 : 169
- [104] Principles of Physical Cosmology
Peebles P.J.E., 1993
Princeton Series in Physics
- [105] A Measurement of Excess Antenna Temperature
Penzias, A.A & Wilson, R.W., 1965
The Astrophysical Journal, 142 : 419
- [106] Observing the Dark Matter Density Profile of Isolated Galaxies
Prada F., Vitvitska M., Klypin A., Holtzman J.A., Schlegel D.J., Grebel E.K., Rix H.W., Brinkmann J., McKay T.A. & Csabai I., 2003
The astrophysical Journal, 598 : 260-271
- [107] Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter
Sanders R.H & McGaugh, 2002
ARA&A, 40 : 263-317

- [108] Central Rotation Curves of Spiral Galaxies
Sofue Y. et al., 1999
The astrophysical Journal, 523 : 136-146
- [109] Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation
Press W. & Schechter P., 1974
The Astrophysical Journal, 187 : 425
- [110] Numerical Recipes in C. The art of scientific computing
Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. & Flannery, B.P., 1992
Cambridge University Press.
- [111] Weak Lensing from Space I : Instrumentation and Survey Strategy
Rhodes J. et al. (SNAP collaboration), 2003
Astroparticle Physics, Volume 20, Issue 4, Pages 377-389
- [112] The Evolution of Clusters of Galaxies. I. Very Rich Clusters
Richstone D.O. & Malumuth E., 1983
The Astrophysical Journal, 268 : 30-46
- [113] Quantitative analysis of galaxy-galaxy lensing
Schneider & Rix, 1997
The Astrophysical Journal, 474 : 25-36
- [114] The amplification caused by gravitational bending of light
Schneider P., 1984
A&A, 140 : 119
- [115] Gravitational Lenses
Schneider P., Ehlers J. & Falco E.E., 1992
Springer-Verlag, Berlin
- [116] A Comparison of Direct and Indirect Mass Estimates for Distant Clusters of Galaxies
Smail Ian et al., 1997
The Astrophysical Journal, 479 : 70
- [117] Weak Lensing Determination of the Mass in Galaxy Halos
Smith D., Bernstein G.M., Fisher P. & Jarvis M., 2001
The Astrophysical Journal, 551 : 643
- [118] A Hubble Space Telescope Lensing Survey of X-ray Luminous Galaxy Clusters. I. A383
Smith G.P. et al., 2001
The astrophysical Journal, 552 : 493
- [119] A *Hubble Space Telescope* Lensing Survey of X-ray Luminous Galaxy Clusters : IV. Mass, Structure and Thermodynamics of Cluster Cores at $z = 0.2$
Smith Graham P. et al., 2004
soumis à MNRAS
- [120] A blue ring-like structure, in the center of the A 370 cluster of galaxies
Soucail G., Fort B., Mellier Y. & Picat J.P., 1987
A&A, 172 : L14

- [121] The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $z = 0.724$
Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G. & Cailloux M., 1988
A&A, 191 : L19
- [122] A new method of determining distances to galaxies
Tully R.B. & Fisher J.R., 1977
A&A, 54 : 661
- [123] Galaxy mass distribution from gravitational light deflection
Tyson J.A. et al., 1984
The Astrophysical Journal, 281 : L59
- [124] Dissipationless galaxy formation and the $r^{1/4}$ law
van Albada T.S., 1982
MNRAS, 201 : 939-955
- [125] *Vauclair Sébastien* : Caractéristique X des amas de galaxies distants et application à la contrainte des paramètres cosmologiques
Thèse de l'Université Paul-Sabatier (Toulouse), 2004
- [126] 0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens
Walsh D.; Carswell R. F.; Weymann R. J., 1979
Nature, 1979
- [127] Gravitation and Cosmology
Weinberg S., 1972
John Wiley and Sons Inc., New York
- [128] Galaxy Halo Masses from Galaxy-Galaxy Lensing
Wilson G., Kaiser N., Luppino G. & Cowie L.L., 2001
The Astrophysical Journal, 555 : 572
- [129] Constraining galaxy formation and cosmology with the conditional luminosity function of galaxies
Xiaohu Y., Mo H.J. & van den Bosch F.C., 2003
MNRAS, 339 : 1057-1080
- [130] Satellites of Spiral Galaxies
Zaritsky D., Smith R., Frenck C. & White S.D.M., 1993
The Astrophysical Journal, 405 : 464-478
- [131] More Satellites of Spiral Galaxies
Zaritsky D., Smith R., Frenck C. & White S.D.M., 1997
The Astrophysical Journal, 478 : 39
- [132] Analytical models for galactic nuclei
Zhao H., 1996
MNRAS, 278 : 488
- [133] Nebulae as Gravitational Lenses
Zwicky F., 1937
Phys. Rev. 51 : 290

Liste des tableaux

3.1	Résumé des différentes détections dans le champ obtenus à partir d'étude de <i>galaxy-galaxy lensing</i>	57
4.1	Profils équivalents en termes de shear réduit et pour lesquels $R_E \simeq 1''$	75
5.1	Comparaison des données obtenues depuis le sol et depuis l'espace . .	84
5.2	Description de la composante de l'amas : différentes masses de halos intervenant dans les simulations	89
5.3	Influence d'une incertitude sur le redshift des sources sur la détection	98
6.1	Etat actuel de l'observation des amas de l'échantillon, avec les différents instruments	109
6.2	Résumé des observations effectuées à l'aide de la <i>CFH12k</i>	111
6.3	Résumé des observations de l'échantillon	112
7.1	Propriétés physiques de l'échantillon	140
7.2	Présence d'images multiples au sein des amas du projet, état dynamique de ces amas, relaxés ou non, et masse totale déduite du strong lensing	141
7.3	Résumé des détections et contraintes associées, portant sur une galaxie de luminosité L^*	154

Table des figures

1.1	Distribution des galaxies observée par le relevé <i>2dFGRS</i>	19
1.2	Vitesse de rotation des particules test en fonction de la distance au centre des galaxies spirales	23
1.3	Diagramme de Hubble des galaxies	25
1.4	Fonction de Luminosité des galaxies de champ, avec les contributions correspondant aux différents types morphologiques	26
1.5	Relation de Tully-Fisher pour les galaxies spirales et relation de Faber-Jackson pour les galaxies elliptiques	27
1.6	Distribution des ellipticités d'un échantillon de galaxies observées à l'aide de la caméra <i>CFH12k</i> centrée sur l'amas A1763, dans le plan ($e1, e2$)	28
2.1	Géométrie du banc d'optique gravitationnel d'une lentille mince . . .	39
2.2	Illustration des différents régimes de lensing	43
2.3	Profil de shear pour l'amas A1689 et ajustement par des modèles de distribution de masse	47
3.1	Orientation des galaxies faibles par rapport aux galaxies brillantes . .	52
3.2	Résumé des détections pour lesquelles on a une contrainte sur σ_0^* et sur r^* , dans les amas (traits gras) et dans le champ (traits fins) . . .	60
4.1	Shears réduits ($g=\frac{\gamma}{1-\kappa}$) pour les différents profils considérés, et différences entre eux, exprimées en pourcentage, avec <i>PIEMD</i> comme référence .	76
4.2	$\rho(r)$ pour les différents profils considérés	77
4.3	$M_{aper}(R)$ pour les différents profils considérés	78
4.4	Vitesse de rotation pour les différents profils considérés	79
5.1	Profils de shears réduits ($g=\frac{\gamma}{1-\kappa}$) pour chaque modèle et différences entre eux (<i>PIEMD</i> étant le modèle de référence), pour une galaxie faible et une galaxie brillante	85
5.2	Comptage de galaxies pour des données <i>CFH12k</i> et <i>HST</i> , distribution en ellipticité pour des données <i>CFH12k</i> et <i>HST</i> , et distribution en redshift pour la population d'arrière-plan utilisée dans les simulations	87
5.3	Illustration de la procédure de simulation dans une configuration d'amas, profil radial de la densité en nombre de galaxies de l'amas et histogramme des orientations des galaxies sources	88
5.4	Ligne solide : profil de shear de l'amas modifié, tiret : profil de shear de l'amas original, pointillés : amas modifié plus galaxies	90
5.5	Illustration de la lecture des résultats	93

5.6	Résultats sur le profil <i>PIEMD</i>	94
5.7	Résultats sur le profil <i>NFW</i>	95
5.8	Résultats sur le profil <i>PL</i>	96
5.9	Influence de la valeur de R_{\max} sur la convergence de la fonction de vraisemblance dans la direction r_{cut}	100
5.10	Comparaison du bruit au signal afin d’obtenir une estimation de R_{\max}	101
5.11	Ajustement des déformations <i>NFW</i> par un profil <i>PIEMD</i>	102
5.12	$\mathcal{L}'(M_{aper}, R_{aper})$ pour un profil <i>NFW</i> (gauche) et un profil <i>PIEMD</i> . La ligne en croix représente la ligne $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu’elle est calculée avec le modèle d’entrée utilisé pour générer le catalogue simulé : configuration d’amas	103
5.13	$\mathcal{L}'(M_{aper}, R_{aper})$ pour un profil <i>NFW</i> (gauche) et <i>PIEMD</i> . La ligne en croix représente la ligne $M_{aper}(R_{aper})$ telle qu’elle est calculée avec le modèle d’entrée utilisé pour générer le catalogue simulé : configuration de champ	103
5.14	Ajustement des déformations <i>NFW</i> par un profil <i>PIEMD</i> , dans le plan (M_{aper}, R_{aper})	104
6.1	Comptage en magnitude pour l’amas A1763, dans chacune des bandes	110
6.2	Distribution des sources dans un graphique du flux du pixel le plus brillant en fonction de sa magnitude	114
6.3	Erreurs sur les mesures de e_1 et e_2 , estimées par <i>Im2shape</i>	116
6.4	Diagrammes couleur-magnitude des galaxies de A1689	117
6.5	Evolution des couleurs du modèle d’elliptiques en fonction du redshift (ligne, modèle CWW), les points correspondent aux couleurs de l’échantillon d’elliptiques de l’amas A1689	119
6.6	Comparaison entre z_{mod} et z_{phot} donné par <i>HyperZ</i>	120
6.7	Couverture spectrale assurée par les filtres B, R et I et distribution spectrale d’énergie pour une galaxie elliptique à $z = 0.2$ (traits pleins) et pour une galaxie irrégulière à $z = 0.2$ (pointillés)	121
6.8	Distribution en magnitude I des objets de A1763 : catalogue complet (ligne solide) et catalogue constitué des objets dotés de paramètres de formes “sûrs” (ligne en tirets), et distribution en redshift du “emph-VIMOS VLT Deep Survey”	123
6.9	Distributions de probabilité d’observer une galaxie à un redshift z étant donné sa magnitude m et son type T	124
6.10	Comparaison entre z_{mod} et $z_{\text{Bayésien}}$	125
6.11	Distributions en redshift spectroscopique, photométrique et Bayésien des 277 galaxies de A1689	126
6.12	Différence entre le redshift photométrique et le redshift spectroscopique (gauche). Différence entre le redshift <i>Bayésien</i> et le redshift spectroscopique (droite)	126
6.13	Galaxie elliptique à $z=0.176$: distribution de probabilité pour le redshift photométrique, distribution a priori et distribution de probabilité Bayésienne	127

6.14	Galaxie elliptique à $z=0.175$: distribution de probabilité pour le redshift photométrique, distribution à priori et distribution de probabilité Bayésienne	128
6.15	Distribution en redshift photométrique Bayésien estimé pour des galaxies repérées comme elliptiques dans un diagramme couleur-magnitude	128
6.16	Galaxie à $z=0.962$: ligne solide : distribution de probabilité pour le redshift photométrique ; pointillés : distribution à priori pour chaque famille de modèles utilisée. En bas : distribution de probabilité bayésienne	129
6.17	Distribution en redshift du catalogue final de A1763	129
6.18	χ_z calculée pour $z = 0.4$	131
6.19	Vérification de la validité des redshifts photométriques bayésiens sur le signal weak-lensing	132
6.20	Shears estimés pour des catalogues correspondant à des tranches croissantes en redshift bayésien	132
6.21	Comparaison de notre estimation des redshifts photométriques bayésiens à la coupure en couleur proposée dans le survey DEEP2 qui permet de sélectionner les objets dotés d'un redshift supérieur ou inférieur à 0.7	133
6.22	Vérification de la calibration photométrique : comparaison des couleurs des galaxies elliptiques <i>les plus brillantes</i> de chaque amas avec des modèles CWW	134
6.23	Distribution en redshift pour chaque catalogue	135
7.1	Images du cliché de A1763 dans la bande R, carte de shear et profil de shear correspondant	143
7.2	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle <i>PIEMD</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ et les lignes en pointillés correspondent aux isocontours de masse calculée dans une ouverture de 100 kpc	144
7.3	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) , modèle <i>PIEMD</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ	145
7.4	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_s, r_s) , modèle <i>NFW</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ	146
7.5	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, α) , modèle <i>PL</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes, pour le champ de A1763. Les contours représentent des contraintes à 1,2 et 3σ	146
7.6	Comparaison des profils de shears et de densité correspondant aux différents modèles ajustant au mieux les déformations	147
7.7	A1763 : influence de l'environnement local sur les résultats : catalogues <i>IN</i> et <i>OUT</i>	148
7.8	A1763 : influence de l'environnement local sur les résultats : catalogues coupés par tranches en distance projetée au centre de l'amas	149

7.9	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle <i>PIEMD</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835	151
7.10	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (M_{aper}, R_{aper}) , modèle <i>PIEMD</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : croissants : A2218, A383, A2390, A1835	152
7.11	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_s, r_s) sur chaque catalogue, modèle <i>NFW</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835	153
7.12	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, α) sur chaque catalogue, modèle <i>PL</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A2218, A383, A2390, A1835	154
7.13	Résultats de l'analyse de maximum de vraisemblance dans le plan (σ_0, r_{cut}) , modèle <i>PIEMD</i> , R_{max} de l'ordre d'une centaine d'arcsecondes : A1689	155
7.14	$\mathcal{L}''(\sigma_0, r_{cut})$ obtenus en regroupant les contraintes déduites sur l'ensemble des amas pour lesquels on a une détection significative	157
7.15	Comparaison de nos résultats avec ceux de Natarajan et al. portant sur les amas A2218 et A2390	159
7.16	Comparaison de nos résultats avec ceux de Natarajan et al. portant sur les amas A2218, A2390, AC114 ($z=0.31$), Cl2244-02 ($z=0.33$), Cl0024+16 ($z=0.39$) et Cl0054-27 ($z=0.58$)	160
7.17	Comparaison de nos résultats avec ceux de Geiger & Schneider portant sur l'amas Cl0939+4713 à $z=0.41$	161
7.18	Caractéristiques physiques et observationnelles des amas et dispersion de vitesses pour un profil <i>PIEMD</i>	163

Annexe A

Article Limousin, Kneib & Natarajan (2004)

Soumis à MNRAS (2004), astro-ph/0405607